

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

**DETERMINAÇÃO
DE PROPRIEDADES RADIATIVAS ESPECTRAIS
DE VIDROS E PELÍCULAS**

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE
MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**

MARIA TERESA DE CASTRO MONNIER BORGES

Florianópolis, março de 2004.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

DETERMINAÇÃO DE PROPRIEDADES RADIATIVAS ESPECTRAIS
DE VIDROS E PELÍCULAS

MARIA TERESA DE CASTRO MONNIER BORGES

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE MESTRE EM ENGENHARIA
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA
SENDO APROVADA EM SUA FORMA FINAL.

VICENTE DE PAULO NICOLAU, Dr. - ORIENTADOR

JOSÉ ANTÔNIO BELLINI DA CUNHA NETO, Dr. - COORDENADOR DO CURSO

BANCA EXAMINADORA

AMIR ANTÔNIO MARTINS DE OLIVEIRA JUNIOR, Ph.D. - PRESIDENTE

FERNANDO OSCAR RUTTKAY PEREIRA, Ph.D.

LUÍS MAURO MOURA, Dr.

AGRADECIMENTOS

À CAPES, pelo financiamento desta pesquisa.

Ao Prof. Vicente de Paulo Nicolau, pelo incentivo e pela dedicada orientação.

À bolsista de iniciação científica Luciane, pelas contribuições ao protocolo de alinhamento da bancada experimental e pela grande ajuda nas medições espectrofotométricas.

Ao técnico Edevaldo do LABTERMO, pela ajuda na concepção e fabricação da base e suporte para as amostras.

À bolsista de iniciação científica Talita do LABTERMO, pela ajuda na confecção dos desenhos da dissertação.

À Companhia Vidraria Santa Marina, pelo fornecimento das amostras de vidro.

À Insulfim, pelo fornecimento das películas de controle solar.

Aos professores da banca examinadora, pela avaliação construtiva do trabalho e pelas valiosas sugestões.

Aos colegas do LMPT, pelo excelente ambiente de trabalho e cooperação.

Aos professores do curso de pós-graduação do Departamento de Engenharia Mecânica-UFSC, pela contribuição à minha especialização.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	vi
LISTA DE TABELAS	x
SIMBOLOGIA	xi
RESUMO	xiv
ABSTRACT	xv
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
2.1 – Revisão da Teoria Eletromagnética	6
2.2 – Modelos de Transferência Radiativa em Sistemas Multicamadas.....	13
2.2.1 – Modelo “ray-tracing”	13
2.2.2 – Modelo “net-radiation”	15
2.2.3 – Modelo matricial de transferência	17
CAPÍTULO 3 – MATERIAIS E MÉTODOS	29
3.1 – Métodos de Identificação dos Índices de Refração e de Absorção.....	29
3.1.1 – Método de identificação R x T	29
3.1.2 – Análise de sensibilidade do modelo aplicado ao método R x T	34
3.1.2.1 – Sensibilidade da Reflectância (R) e da Transmitância (T) em função de n para camada coerente	39
3.1.2.2 – Sensibilidade da Reflectância (R) e da Transmitância (T) em função de k para camada coerente	43
3.1.2.3 – Sensibilidade da Reflectância (R) e da Transmitância (T) para camada incoerente ...	46
3.1.3 – Método de identificação T x T	48
3.1.4 – Análise de sensibilidade do modelo aplicado ao método T x T	50
3.2 – Bancada Experimental	55
3.2.1 – Apresentação da bancada experimental	55
3.2.2 – Descrição do funcionamento da bancada experimental	59
3.2.3 – Considerações sobre as medições	60
3.3 – Amostras	61
3.3.1 – Vidro	61
3.3.2 – Películas de controle solar	62
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS OBTIDOS E DISCUSSÃO.....	63
4.1 – Resultados Experimentais e Discussão.....	63
4.2 – Resultados Numéricos e Discussão.....	75
CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES	85
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	87

ANEXOS	89
Anexo 1 – Protocolo de alinhamento da bancada experimental	89

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema da estrutura do presente trabalho.....	5
Figura 2.1 – Onda eletromagnética incidente cujo campo elétrico é normal ao plano de incidência	9
Figura 2.2 – Reflexão e difração das amplitudes do campo elétrico	10
Figura 2.3 – Reflexão e transmissão da radiação através de um meio material	12
Figura 2.4 – Múltiplas reflexões internas para radiação incidente sobre camada única	14
Figura 2.5 – Modelo “ray-tracing” aplicado a múltiplas camadas paralelas transmissoras .	15
Figura 2.6 – Modelo “net-radiation” aplicado a uma camada parcialmente transmissora ..	16
Figura 2.7 – Campos elétricos numa interface entre dois meios opticamente diferentes.....	17
Figura 2.8 – Transmissão através de uma camada absorvedora fina	18
Figura 2.9 – Reflectância de uma camada com índice de refração $n = \frac{\pi}{2}$	21
Figura 2.10 – Transmitância de uma camada com índice de refração $n = \frac{\pi}{2}$	22
Figura 2.11 – Reflectância de uma camada com índice de refração $n = 1,8$	23
Figura 2.12 – Transmitância de uma camada com índice de refração $n = 1,8$	23
Figura 2.13 – Reflectância de uma camada com índice de refração $n = 2,3$	25
Figura 2.14 – Transmitância de uma camada com índice de refração $n = 2,3$	25
Figura 2.15 – Reflectância normal de um composto de filme absorvedor e de um substrato perfeitamente reflexivo	26
Figura 3.1 – Esquema numérico para determinação dos índices de refração n e de absorção k	33
Figura 3.2 – Número de condicionamento para camada coerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$	34
Figura 3.3 – Número de condicionamento para camada coerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$	35
Figura 3.4 – Número de condicionamento para camada coerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$	35
Figura 3.5 – Número de condicionamento para camada incoerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$	36
Figura 3.6 – Número de condicionamento para camada incoerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$	37

Figura 3.7 – Número de condicionamento para camada incoerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$	37
Figura 3.8 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$	40
Figura 3.9 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$	41
Figura 3.10 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$	42
Figura 3.11 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$	44
Figura 3.12 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$	45
Figura 3.13 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$	46
Figura 3.14 – Reflectância, Transmitância de uma camada incoerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$	47
Figura 3.15 – Reflectância, Transmitância de uma camada incoerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$	48
Figura 3.16 – Sensibilidade das Transmitâncias em relação à refletividade ρ	52
Figura 3.17 – Sensibilidade de T_1 e T_2 em relação a espessura óptica aL_1 ($n = 1,5$ e $k = 0,00001$)	52
Figura 3.18 – Sensibilidade de T_2 em relação a espessura óptica aL_1 , para diferentes índices de absorção k ($n = 1,5$)	53
Figura 3.19 – Erro percentual no índice de refração n para o modelo T x T	54
Figura 3.20 – Erro percentual no índice de absorção k para o modelo T x T	54
Figura 3.21 – Bancada Experimental	55

Figura 3.22 – Filtro e modulador na saída do monocromador	55
Figura 3.23 – Detector e espelho esférico na posição de medição de reflectância	55
Figura 3.24 – Planta da configuração óptica da bancada experimental	59
Figura 4.1 – Comparação entre as transmitâncias espectrais do vidro comercial 4 mm e do conjunto vidro+película	64
Figura 4.2 – Comparação entre as reflectâncias espectrais do vidro comercial 4 mm e do conjunto vidro+película	64
Figura 4.3 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Azul35SRC+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv)	65
Figura 4.4 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Azul60SRC+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv)	65
Figura 4.5 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Gray20SRC+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv)	66
Figura 4.6 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película PrataII+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv)	67
Figura 4.7 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Azul35SRC com vidro e sem vidro	68
Figura 4.8 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Azul60SRC com vidro e sem vidro	68
Figura 4.9 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Gray20SRC com vidro e sem vidro	69
Figura 4.10 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película PrataII com vidro e sem vidro	70
Figura 4.11 – Reflectâncias espectrais das películas de controle solar.....	70
Figura 4.12 – Transmitâncias espectrais das películas de controle solar.....	71
Figura 4.13 – Reflectâncias do vidro refletivo Antélio cinza na faixa espectral visível.....	74
Figura 4.14 – Transmitâncias do vidro refletivo Antélio cinza na faixa espectral visível....	75
Figura 4.15 – Identificação dos índices de refração das películas não refletivas	76
Figura 4.16 – Identificação dos índices de refração das películas de controle solar	77
Figura 4.17 – Identificação dos índices de absorção das películas de controle solar	78
Figura 4.18 – Valores obtidos para os índices de refração da película Azul35SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	79
Figura 4.19 – Valores obtidos para os índices de refração da película Azul60SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	79

Figura 4.20 – Valores obtidos para os índices de refração da película Gray20SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	80
Figura 4.21 – Valores obtidos para os índices de refração da película PrataII para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	80
Figura 4.22 – Valores obtidos para os índices de absorção da película Azul35SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	81
Figura 4.23 – Valores obtidos para os índices de absorção da película Azul60SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	82
Figura 4.24 – Valores obtidos para os índices de absorção da película Gray20SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	82
Figura 4.25 – Valores obtidos para os índices de absorção da película PrataII para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp	83

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Comparação entre os modelos de transferência radiativa	28
Tabela 3.1 – Especificações técnicas do monocromador modelo 77200	56
Tabela 3.2 – Especificações técnicas das redes de difração	57
Tabela 3.3 – Especificações técnicas dos filtros passa-alto	57
Tabela 4.1 – Transmissão, reflexão e absorção da radiação solar para o vidro comercial 4 mm e o arranjo vidro+películas de controle solar Insulfim (incidência pelo lado do vidro)	72
Tabela 4.2 – Tabela comparativa: propriedades fornecidas pelo fabricante Insulfilm x propriedades calculadas a partir das medições	73

SIMBOLOGIA

A	- absorptância
a	- coeficiente de absorção
\vec{B}	- vetor campo magnético
c	- velocidade de propagação da onda eletromagnética no meio
\vec{E}	- vetor campo elétrico
E_o	- amplitude da onda campo elétrico
I	- intensidade de energia radiativa
$G(\lambda)$	- irradiação espectral solar incidente na superfície da terra
k	- índice de absorção
L	- espessura de uma dada camada
L_p	- lado da película
L_v	- lado do vidro
M	- matriz interface
N	- matriz camada
NC	- número de condicionamento da matriz
n	- índice de refração
P_e	- propriedade radiativa medida, experimental
P_t	- propriedade radiativa calculada, teórica
P, \parallel	- polarização paralela ao plano de incidência
q	- fluxo de energia radiante
R	- reflectância
R_p	- reflectância de uma única película
r	- coeficiente de reflexão das amplitudes complexas do campo elétrico
\vec{S}	- vetor Poynting
S, \perp	- polarização normal ao plano de incidência
T	- transmitância
T_p	- transmitância de uma única película
t	- coeficiente de transmissão das amplitudes complexas do campo elétrico; tempo
x	- coordenada espacial

Letras gregas

- β - variável de derivação
 χ_e - susceptibilidade elétrica
 χ - ângulo de refração
 Δ - atenuação da radiação
 ε'_λ - emissividade direcional espectral
 ε_e - permissividade elétrica
 λ - comprimento de onda da radiação
 μ - permeabilidade magnética
 θ - ângulo entre o feixe e a normal ao plano de incidência; ângulo de incidência
 ρ - refletividade
 σ_e - condutividade elétrica
 τ - transmissividade da interface; transmissividade interna (do meio)
 ω - frequência angular

Sobre-índices

- (E) - radiação considerada uma onda eletromagnética
(I) - radiação considerada uma dada intensidade de energia
p - iteração
T - radiação não-polarizada (total)
~ - grandeza complexa
+ - direção positiva de propagação da onda eletromagnética
- - direção negativa de propagação da onda eletromagnética

Sub-índices

- e - referente à grandeza experimental
 - f - camada opticamente fina; filme
 - i - referente à incidência de radiação; referente ao meio interno à interface
 - o - referente ao vácuo; referente ao meio externo à interface
 - r - referente à reflexão de radiação
 - s - camada opticamente espessa; substrato
 - t - referente à transmissão de radiação; referente à grandeza teórica
 - v - vidro
- v+p (ou p+v) - arranjo de 2 camadas: vidro e película

RESUMO

Existe uma variedade de aplicações nas quais sistemas multicamadas são submetidos à transferência radiativa, tais como módulos fotovoltaicos, espelhos, polarizadores, equipamentos óptico-eletrônicos e painéis de vidraças (“glazings”). As propriedades radiativas espectrais e direcionais destes sistemas tais como a reflectância e a transmitância, podem ser obtidas diretamente através de medição ou indiretamente, através de modelos de transferência radiativa. Contudo, neste último caso, as propriedades intrínsecas do material das camadas tal como o índice de refração complexo, devem ser conhecidas. Estas propriedades intrínsecas podem ser determinadas através de processos de identificação que utilizam algumas medições das propriedades radiativas dos sistemas. No presente trabalho, primeiramente, faz-se uma revisão dos modelos de transferência radiativa para sistemas multicamadas considerando camadas coerentes (filmes finos) e/ou camadas incoerentes (substratos). Investiga-se a aplicação destes modelos na determinação do índice de refração complexo do material das camadas, através da identificação dos correspondentes índices de refração simples e de absorção. Dois métodos espectrofotométricos de identificação são comparados. O primeiro método, denotado método $R \times T$, deriva de medições de reflectância e de transmitância espectrais de uma dada amostra. O outro método, denotado método $T \times T$, utiliza as transmitâncias espectrais de duas amostras de diferentes espessuras. Medições das reflectâncias e das transmitâncias espectrais dos vidros refletivos e das películas de controle solar instaladas sobre vidro plano comercial foram realizadas para as regiões do espectro eletromagnético visível e infravermelho próximo. Utilizou-se películas não-refletivas e refletivas com aplicações em edificações e veículos de transporte. A influência das películas no comportamento óptico do vidro é apresentada e os índices de refração e de absorção dos vidros e das películas são identificados. As limitações dos métodos de identificação e da técnica experimental são analisados.

ABSTRACT

There are many applications in which multilayer systems are submitted to radiative transfer, like photovoltaic modules, mirrors, polarizers, optical-electronic devices and glazings. The directional spectral radiative properties of these systems, like reflectance and transmittance, can be directly measured or indirectly obtained by radiative transfer models. However, in this last case, the intrinsic properties of the material's layers, as complex refractive index, may be known. These intrinsic properties can be determined by identification processes combined with some measurements of the radiative properties of the systems. In this work, a review of radiative transfer models for multicoherent and/or incoherent layers is made. The application of these models on the determination of complex refractive index of material's layers by the identification of refraction and absorption indexes is investigated. Two spectrophotometric identification methods are compared. The first method, denoted $R \times T$ method, is performed with spectral transmittance and reflectance measurements of a given sample. The other method, denoted $T \times T$ method, is derived from spectral transmittances of samples with different thicknesses. The measurements of spectral reflectances and transmittances of reflective glasses and commercial polymeric films for solar control on float glass were carried out in visible and near-infrared region of electromagnetic spectrum. Reflective and weakly reflective polymeric films for buildings and automotive applications are examined. The influence of these films on optical behaviour of glasses is assessed and the refraction and absorption indexes of glasses and films are identified. The limitations of identification methods and of experimental technique are analysed.

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

Sistemas multicamadas são largamente encontrados em elementos ópticos, nos mais simples, como os espelhos, até em equipamentos óptico-eletrônicos complexos. Os espelhos convencionais são constituídos por uma camada de metal depositada em um substrato metálico ou dielétrico, ou ainda por uma pilha de camadas coerentes de materiais dielétricos transparentes. Weber et al. (2000) discutiram o uso de materiais poliméricos com forte anisotropia óptica em espelhos multicamadas, a fim de controlar (ou eliminar) os efeitos do ângulo de Brewster e as relações de espessura de fase entre as respectivas interfaces, melhorando, conseqüentemente, a eficiência das aplicações de transporte, filtragem e reflexão da luz. Dentre estas aplicações, tem-se: os espelhos de alta eficiência para tubulação de luz visível de longa distância e os polarizadores refletivos para “displays” de cristal líquido.

Dispositivos ópticos multicamadas estão também presentes na tecnologia solar. Furbo e Jivan Shah (2003) investigaram as vantagens do uso de coberturas de vidro com superfícies anti-refletivas em coletores solares de placas planas utilizados em sistemas de aquecimento e constataram uma melhora na eficiência do coletor de 4 a 6%. Recentes avanços em dispositivos de filmes finos de silício (silício amorfo) aplicados em módulos fotovoltaicos foram apresentados por Beneking et al. (1999).

Em edificações, principalmente nos edifícios comerciais envidraçados, as vidraças (“glazings”) desempenham um importante papel na performance térmica destes edifícios. Além de permitirem um contato visual com o meio ambiente externo e da sua função estética, as vidraças atuais são verdadeiros filtros de calor e/ou da radiação solar. São sistemas compostos por uma ou várias camadas de vidro combinadas com algum tipo de revestimento: revestimento de um único metal (nobre) e/ou de óxido metálico, tingimento ou revestimento de multicamadas (películas de controle solar) (Pfrommer, 1995). Ainda, vidraças de alta tecnologia são projetadas para permitirem o eficiente uso passivo da radiação solar, sobretudo da luz visível (“daylighting”), através do uso de revestimentos com elementos dispersores (camadas de “aerogel”) (Dengler e Wittwer, 1994) ou redirecionadores da luz visível (camadas prismáticas) (Beck et al., 1999).

Em todas as aplicações descritas acima, o conhecimento das propriedades radiativas espectrais e direcionais do sistema multicamadas, tais como a reflectância e a transmitância, é imprescindível. As propriedades radiativas podem ser o objetivo final quando, por exemplo, do estudo da utilização de novos materiais em aplicações novas ou antigas; ou podem ser o

objetivo intermediário, quando por exemplo, alimentam programas de simulação para avaliar o desempenho térmico e lumínico de edificações.

Estas propriedades podem ser obtidas diretamente através de medição. Em geral, dados para painéis completos de vidro, por exemplo, são encontrados na forma de transmitâncias e de reflectâncias referentes às faixas espectrais de maior interesse. Contudo, estas informações são específicas para cada painel.

Por outro lado, pode-se calcular estas propriedades utilizando-se modelos (analíticos ou numéricos) de transferência radiativa. Contudo, é necessário que as propriedades intrínsecas do material de cada camada, tais como o índice de refração complexo, sejam conhecidas com precisão. De fato, na maioria das situações, com o acesso aos respectivos dados intrínsecos, pode-se estender o cálculo para diferentes arranjos (espessuras e ângulos de incidência diferentes), nos quais se utilizem os mesmos materiais. Estas propriedades intrínsecas do meio material podem ser obtidas através de métodos de identificação que, dependendo do modelo escolhido, necessitam de certas propriedades radiativas do conjunto multicamadas, cujos valores são obtidos experimentalmente. Vale ressaltar que também para o referido cálculo, parâmetros de forma como a espessura das camadas devem ser conhecidos com precisão.

Trabalhos recentes tem indicado várias direções, alguns considerando as propriedades intrínsecas, e outros considerando a análise global do sistema multicamadas. Dentre as publicações sobre a determinação das propriedades intrínsecas, pode-se citar o trabalho de Rubin (1985), que utilizou um espectrômetro a transformada de Fourier para medir as reflectâncias e as transmitâncias de diferentes tipos de janela. As relações de Kramers-Krönig foram adotadas para calcular as partes: real e imaginária do índice de refração complexo do vidro (o índice de refração simples e o índice de absorção, respectivamente) para a faixa de 0,3 a 90 μm . Dados de transmitância, reflectância e absorptância espectrais também foram fornecidos.

Hunter (1985), por sua vez, apresentou uma lista feita por Humpreys-Owen de nove métodos nos quais os índices de refração simples e o de absorção podem ser obtidos a partir de medidas de reflectância em incidência oblíqua na região espectral ultra-violeta. Estes métodos são divididos em duas classes: a primeira corresponde ao caso no qual faz-se medição de duas reflectâncias em um ângulo de incidência ou de uma reflectância em dois ângulos de incidência; e a segunda corresponde ao caso no qual faz-se medição de uma reflectância em qualquer ângulo de incidência como o ângulo de Brewster. Hunter (1985) apresentou uma série de figuras que mostram os erros estimados de cada método.

Surdutovich et al. (1999) apresentaram um método reflectométrico para determinar o coeficiente de extinção de filmes pouco absorvedores. Este método baseia-se na determinação de 2 ângulos de Brewster. O primeiro ângulo é referente à interface filme-ambiente e é determinado variando-se o ângulo de incidência sobre as superfícies de um substrato não-coberto e de um substrato coberto com filme, até que ambas reflectâncias polarizadas paralelamente ao plano de incidência tornem-se iguais. O segundo ângulo é referente à interface filme-substrato. Para estes dois ângulos, a reflectância da amostra não depende da espessura do filme e as franjas de interferência desaparecem.

Mehling et al. (2001) identificaram e discutiram as limitações dos métodos espectrais e do método integral (relações de Kramers-Krönig) para determinação do índice de refração complexo do vidro na faixa espectral de 1,4 a 50 μm . Nicolau e Balen (2001) identificaram os índices de refração simples e o de absorção de um determinado vidro comercial claro a partir de transmitâncias e reflectâncias medidas nas faixas espectrais: visível e infravermelho próximo.

Determinando as propriedades radiativas globais dos sistemas multicamadas, Pfrommer et al. (1995) apresentaram um modelo desenvolvido para um programa de simulação de janelas (“Glazing Simulator” – GLSIM). Este modelo utiliza uma técnica matricial para calcular as reflectâncias e as transmitâncias espectrais e direcionais de arranjos de filmes finos e/ou de substratos. São também apresentadas medições das propriedades radiativas de janelas tingidas e revestidas com diferentes tipos de filmes finos, para diferentes ângulos de incidência. Ismael e Henríquez (1998) modelaram a transferência de calor através de janelas compostas e também investigaram o comportamento óptico da janela preenchida com pcm (“phase change material”).

Caram (1998) caracterizou os materiais semitransparentes empregados em fachadas de edifícios através das respectivas propriedades radiativas e ainda analisou sua influência no conforto térmico das edificações. Van Nijnatten (1999) propôs um novo algoritmo preditivo da dependência angular das propriedades radiativas das janelas, para a faixa espectral visível e solar. Este novo algoritmo é uma simplificação do modelo exato de Fresnel (modelo pseudo-Fresnel). Os resultados foram discutidos e comparados com a solução exata.

Hugo (2000) também modelou a transferência radiativa em edificações e propôs a redução das emissividades de paredes na faixa espectral infravermelho, a fim de reduzir o consumo de energia nas edificações e de aumentar o conforto térmico. Fraidenraich e Vilela (2000) apresentaram um modelo analítico de transferência radiativa através de um conjunto

de camadas opticamente espessas e utilizaram-no na análise da performance óptica das células solares encapsuladas e na estimativa da eficiência teórica limite dos módulos fotovoltaicos.

Dentro do contexto apresentado acima, o objetivo geral do presente trabalho é investigar modelos de transferência radiativa em sistemas multicamadas, visando a determinação das propriedades radiativas globais dos mesmos (reflectância e transmitância) e a aplicação dos referidos modelos na determinação do índice de refração complexo do material das camadas, através da identificação dos correspondentes índices de refração e de absorção.

Os objetivos específicos são descritos a seguir:

1 – revisar os modelos de transferência radiativa de arranjos ópticos multicamadas estudando a influência dos índices de refração simples e de absorção sobre as propriedades radiativas globais;

2 – investigar métodos de identificação dos índices de refração simples e de absorção compatíveis com os modelos estudados de transferência radiativa e com a bancada experimental;

3 – caracterizar, quanto às propriedades radiativas globais, materiais e arranjos multicamadas utilizados na arquitetura: vidros refletivos e vidros comuns com películas de controle solar (refletivas e não-refletivas), através de medições espectrofotométricas; e

4 – melhorar a bancada e a técnica experimental visando maior precisão nas referidas medições.

Vale ressaltar a importância da identificação dos índices de refração e de absorção que, conjuntamente com os modelos de transferência, eliminam a necessidade de trabalho experimental em novos arranjos ou aplicações. De igual relevância é a busca pelo aperfeiçoamento do trabalho experimental em questão. A referida bancada experimental, disponível no LMPT-EMC, é bastante específica e permite a medição de reflectâncias e transmitâncias espectrais direcionais não-polarizadas de materiais semi-transparentes na faixa espectral de 0,4 a 4 μm .

A presente dissertação é dividida em 5 capítulos. O Capítulo 1 apresenta o panorama atual da pesquisa aplicada aos arranjos ópticos multicamadas no qual este trabalho está inserido. O Capítulo 2 é dedicado à revisão do modelamento analítico da transferência radiativa, incluindo um resumo da teoria eletromagnética do qual os modelos são derivados.

O Capítulo 3 analisa dois métodos espectrofotométricos de identificação dos índices de refração e de absorção: o método $R \times T$ que utiliza medições de reflectância e de

transmitância espectrais de uma dada amostra, e o método $T \times T$, derivado das transmitâncias espectrais de duas amostras de diferentes espessuras. As análises de sensibilidade destes métodos são apresentadas. A bancada experimental e seu funcionamento são descritos. Algumas informações técnicas sobre as amostras utilizadas são também encontradas neste capítulo.

O Capítulo 4 apresenta os resultados experimentais e numéricos, isto é, as propriedades radiativas medidas e os índices de refração simples e de absorção identificados, respectivamente. Estes resultados são discutidos em detalhe. No capítulo 5, as conclusões deste trabalho e algumas sugestões são apresentadas. No final da dissertação, encontra-se o protocolo de alinhamento da bancada experimental desenvolvido neste trabalho (Anexo 1). A seguir é apresentado o esquema da estrutura do presente trabalho.

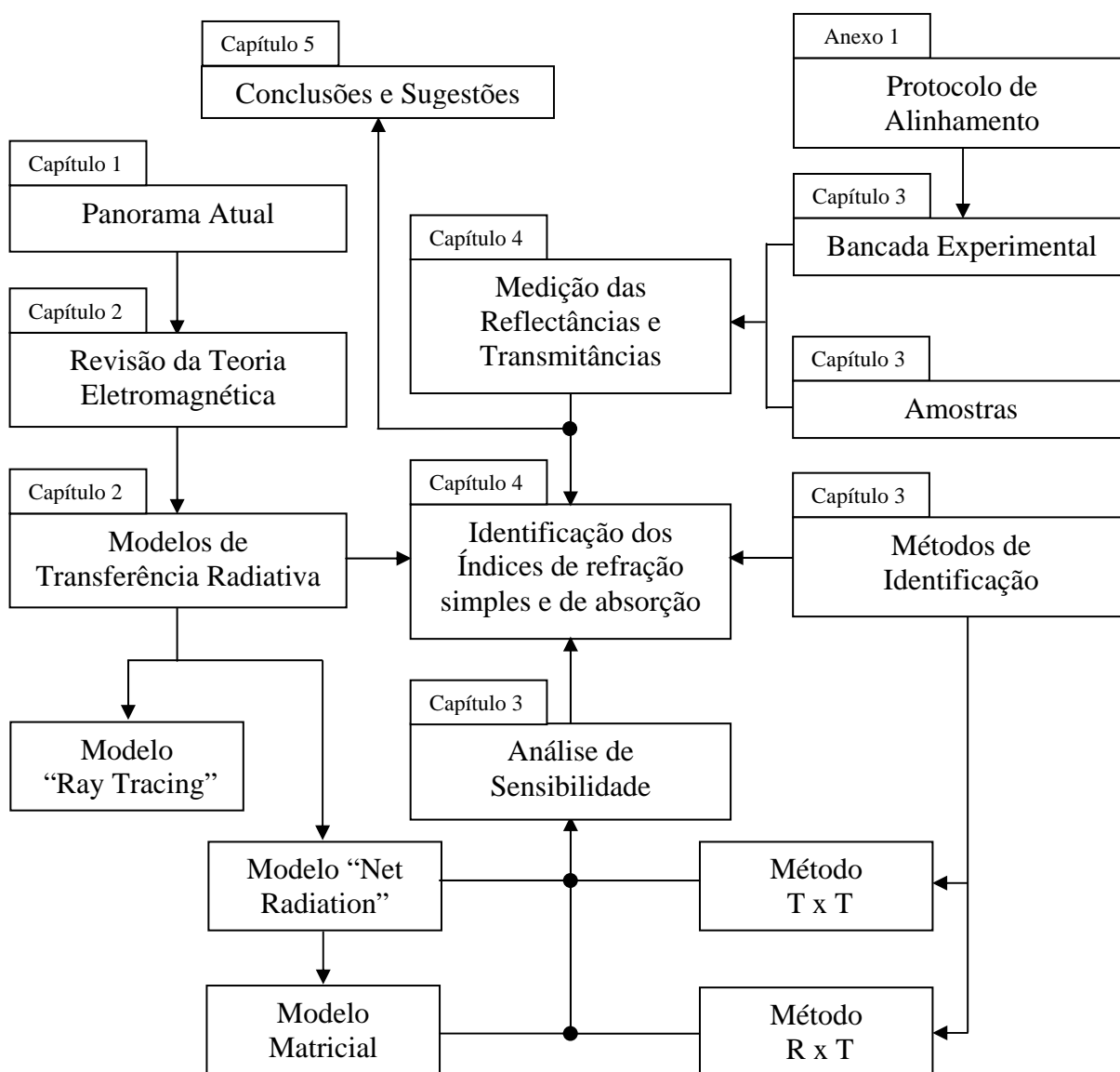


Figura 1.1 – Esquema da estrutura do presente trabalho.

CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Revisão da Teoria Eletromagnética

A propagação da radiação num meio material e os fenômenos que ocorrem em suas interfaces podem ser analisados sob diferentes pontos de vista, como mostrado em (Hecht, 1987). Em ordem crescente de complexidade, o princípio de Huygens, o teorema de Malus e Dupin, o princípio de Fermat, a teoria eletromagnética de Maxwell e a teoria quântica são diferentes tipos de abordagem (aproximação) que podem descrever os fenômenos da transferência radiativa.

Contudo, no presente trabalho, a teoria eletromagnética é utilizada para modelar a transferência radiativa porque ela fornece as relações entre as propriedades elétricas, magnéticas, ópticas (a serem identificadas) e radiativas (medidas) de um meio material. Tais relações são facilmente obtidas considerando-se o caso simplificado de uma onda plana polarizada linearmente, que interage com uma superfície plana separada por dois meios semi-infinitos com diferentes propriedades ópticas. Nesta análise, considera-se que a superfície é opticamente lisa, isto é, ocorre reflexão especular. Desta maneira, sendo a interação onda-superfície ideal, aplica-se as condições de continuidade e de conservação para os vetores da onda no plano da superfície.

Para uma onda plana polarizada linearmente propagando-se na direção x , o vetor elétrico (\vec{E}) tem somente uma componente não zero e esta componente (E_y) é somente uma função da coordenada espacial x e do tempo t .

$$\vec{E} = \vec{E}(x, t) \quad (\text{onda plana}) \quad (2.1)$$

$$E_y = E_y(x, t) \quad ; \quad E_z = 0 \quad (\text{polarizada linearmente}) \quad (2.2)$$

Substituindo-se as Eqs. 2.1 e 2.2 nas equações de Maxwell, obtém-se a Eq. 2.3 para o vetor elétrico para o caso no qual a densidade líquida de carga estática é igual a zero (Brewster, 1992). A Eq. 2.3 é a equação de uma onda amortecida.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu \epsilon_e \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} + \mu \sigma_e \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.3)$$

onde: μ - permeabilidade magnética;

ϵ_e - permissividade elétrica; e

σ_e - condutividade elétrica.

Para um meio não-absorvedor que se caracteriza por ter condutividade elétrica igual a zero (resistividade elétrica infinita), a Eq. 2.3 resulta na equação da onda não amortecida (Eq. 2.4):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu \epsilon_e \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (2.4)$$

A solução clássica da Eq. 2.4 é dada pela Eq. 2.5 (Siegel e Howell, 1992):

$$E_y = \tilde{f}\left(x - \frac{t}{\sqrt{\mu \epsilon_e}}\right) \quad (2.5)$$

que representa a onda com a componente E_y propagando-se na direção positiva de x com velocidade igual a $1/\sqrt{\mu \epsilon_e}$. Quando no vácuo, a velocidade de propagação da onda c_o é:

$$c_o = \frac{1}{\sqrt{\mu_o \epsilon_{eo}}} \quad (2.6)$$

Assumindo ser E_y periódica (não necessariamente harmônica), a análise de Fourier pode ser empregada para resolver a função periódica complexa \tilde{f} em termos de suas componentes espectrais harmônicas. Cada uma das componentes espectrais representam a radiação monocromática num comprimento de onda ou frequência particular (Siegel e Howell, 1992). Então, a solução para a equação da onda (Eq. 2.4) é:

$$E_y = E_o \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] = E_o \exp\left[i\omega\left(t - \sqrt{\mu \epsilon_e} x\right)\right] \quad (2.7)$$

$$E_y = E_o \exp\left[i\omega\left(t - \frac{n}{c_o} x\right)\right] \quad (2.8)$$

onde E_o - amplitude da onda, constante no tempo;

ω - frequência angular;

n - índice de refração simples; e

λ , λ_o - comprimento de onda no meio considerado e no vácuo, respectivamente.

O índice de refração simples n é definido como a razão entre a velocidade da onda no vácuo (c_o) e a velocidade da mesma no meio material considerado (c):

$$n = \frac{c_o}{c} = \sqrt{\frac{\mu \epsilon_e}{\mu_o \epsilon_{eo}}} \quad (2.9)$$

A Eq. 2.8 mostra que a onda propaga-se no meio com amplitude constante, isto é, ela não é atenuada. Esta é a característica do meio dielétrico perfeito ($\sigma_e=0$). Entretanto, na maioria dos materiais reais (dielétricos imperfeitos e metais), a condutividade elétrica tem um valor finito e então a Eq. 2.3 deve ser considerada. Ainda assumindo que a dependência de E_y com o tempo é $\exp(i\omega t)$, a Eq. 2.3, para o caso de meio condutor, pode ser escrita da seguinte forma (Brewster, 1992):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu \tilde{\epsilon}_e \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

onde a permissividade é reformulada como uma grandeza complexa ($\tilde{\epsilon}_e$):

$$\tilde{\epsilon}_e = \epsilon_{eo}(1 + \tilde{\chi}_e) - i \frac{\sigma_o}{\omega} \quad (2.11)$$

e $\tilde{\chi}_e$ é a susceptibilidade elétrica. Isto por sua vez leva à definição do índice de refração complexo (\tilde{n}):

$$\tilde{n} = n - ik = \sqrt{\frac{\mu \tilde{\epsilon}_e}{\mu_o \epsilon_{eo}}} \quad (2.12)$$

onde k – índice de absorção do meio.

Alternativamente, a solução da Eq. 2.10 pode ser obtida da solução para o caso de meio não absorvedor (Eq. 2.8), através da substituição do índice de refração simples (n) pelo índice complexo (\tilde{n}) (Siegel e Howell, 1992), resultando em:

$$E_y = E_o \exp \left[i\omega \left(t - \frac{n}{c_o} x \right) \right] \exp \left(-\frac{\omega}{c_o} kx \right) \quad (2.13)$$

Já que o argumento do segundo termo exponencial na Eq. 2.13 é um número real, a amplitude da onda (a qual inicialmente é E_o a $x = 0$), decai exponencialmente devido à influência de k . Então, k explica o amortecimento ou a absorção da onda quando ela atravessa o interior de um dado meio. A parte imaginária descreve a fase da onda.

Juntos, n e k são denominados constantes ópticas. Estas “constantes” são propriedades

inerentes do material e são geralmente fortemente dependentes do comprimento de onda.

Encontradas as funções campo elétrico (Eqs. 2.8 e 2.13, respectivamente), as leis da reflexão (Eq. 2.14) e a de Snell (lei da refração) (Eq. 2.15), podem ser obtidas a partir das condições de continuidade do vetor campo elétrico \vec{E} (e também do vetor magnético \vec{B}) na interface entre 2 meios opticamente diferentes (Fig. 2.1). Mais precisamente, a componente tangencial total do vetor campo elétrico num dos lados da superfície deve ser igual a correspondente componente tangencial no outro lado da mesma (Hecht, 1987).

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.14)$$

$$\tilde{n}_i \sin \theta_i = \tilde{n}_t \sin \theta_t \quad (2.15)$$

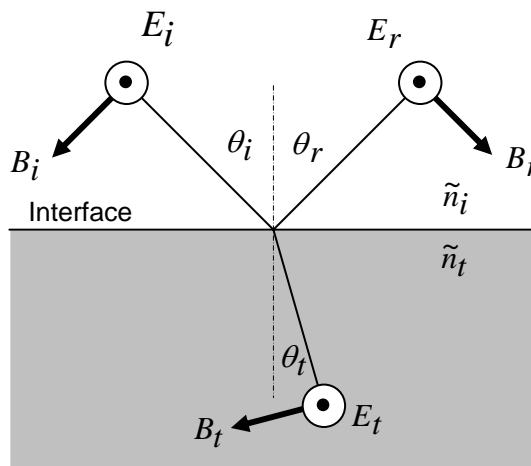


Figura 2.1 – Onda eletromagnética incidente cujo campo elétrico é normal ao plano de incidência (Hecht, 1987).

Considerando ainda as mesmas condições de continuidade na interface, pode-se derivar as equações de Fresnel (Hecht, 1987). As equações de Fresnel determinam os coeficientes de amplitude de reflexão (r) e de transmissão (t). Estes coeficientes são definidos como sendo a razão entre as amplitudes complexas dos campos elétricos refletido (E_{or}) e transmitido (E_{ot}) respectivamente e a amplitude complexa do campo elétrico incidente (E_{oi}) e ambos contém informações sobre a magnitude e a mudança de fase dos vetores envolvidos.

Já que toda radiação plana polarizada pode ser vista como uma superposição de duas ondas polarizadas planas ortogonais entre si com diferença de fase igual a zero, uma com o campo elétrico normal ao plano de incidência (polarização \perp) e a outra com o campo elétrico

paralelo ao plano de incidência (polarização \parallel), os coeficientes de Fresnel são definidos para cada polarização mencionada. A reflexão e a difração numa interface estão representadas na Fig. 2.2 em termos das respectivas amplitudes complexas do campo elétrico. As Eqs. 2.16 a 2.19 apresentam as equações de Fresnel para um meio homogêneo, isotrópico e linear, assumindo-se ainda que $\mu_i \approx \mu_t \approx \mu_o$ (Hecht, 1987):

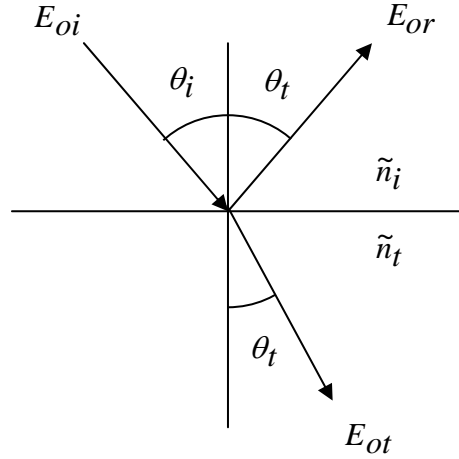


Figura 2.2 – Reflexão e difração das amplitudes do campo elétrico.

$$r_{it}^{\perp} = \left(\frac{E_{or}}{E_{oi}} \right)_{\perp} = \frac{\tilde{n}_i \cos \theta_i - \tilde{n}_t \cos \theta_t}{\tilde{n}_i \cos \theta_i + \tilde{n}_t \cos \theta_t} \quad (2.16)$$

$$r_{it}^{\parallel} = \left(\frac{E_{or}}{E_{oi}} \right)_{\parallel} = \frac{\tilde{n}_t \cos \theta_i - \tilde{n}_i \cos \theta_t}{\tilde{n}_i \cos \theta_t + \tilde{n}_t \cos \theta_i} \quad (2.17)$$

$$t_{it}^{\perp} = \left(\frac{E_{ot}}{E_{oi}} \right)_{\perp} = \frac{2\tilde{n}_i \cos \theta_i}{\tilde{n}_i \cos \theta_i + \tilde{n}_t \cos \theta_t} \quad (2.18)$$

$$t_{it}^{\parallel} = \left(\frac{E_{ot}}{E_{oi}} \right)_{\parallel} = \frac{2\tilde{n}_i \cos \theta_i}{\tilde{n}_i \cos \theta_t + \tilde{n}_t \cos \theta_i} \quad (2.19)$$

Nas Eqs. 2.16 a 2.19, os sub-índices dos coeficientes de amplitude representam a direção de incidência sobre uma dada interface. Então, neste caso, a onda vai do meio i para o meio t . Caso a mesma onda incida sobre a mesma interface na direção contrária, os coeficientes de amplitude são diferentes. Do princípio de Fermat, que leva ao princípio da reversibilidade, pode-se obter as leis de Stokes que relacionam os coeficientes de amplitude para as duas direções consideradas da seguinte forma (Hecht, 1987):

$$r_{it} = -r_{ti} \quad (2.20)$$

$$t_{it}t_{ti} - r_{it}r_{ti} = 1 \quad (2.21)$$

Uma das principais características da onda eletromagnética é que ela transporta energia. A energia instantânea por unidade de tempo e por unidade de área carregada pela onda é dada pelo produto vetorial entre os vetores campos elétrico e magnético e é representada pelo vetor Poynting (\vec{S}). A média no tempo da magnitude do vetor Poynting ($|\vec{S}|$) é uma grandeza espectral, proporcional ao quadrado da amplitude do campo elétrico e é chamada de intensidade (I) (Hecht, 1987).

$$I \equiv |\vec{S}| = \frac{c_o \epsilon_o}{2} (E_o)^2 \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (2.22)$$

Sendo a refletividade (ρ) e a transmissividade (τ) de uma interface definidas em termos de intensidade refletida (I_r), transmitida (I_t) e incidente (I_i), temos que:

$$\rho^\perp = \left(\frac{I_r}{I_i} \right)_\perp = (r^\perp)^2 \quad (2.23)$$

$$\rho^\parallel = \left(\frac{I_r}{I_i} \right)_\parallel = (r^\parallel)^2 \quad (2.24)$$

$$\tau^\perp = \left(\frac{I_t}{I_i} \right)_\perp = \frac{\tilde{n}_t \cos \theta_t}{\tilde{n}_i \cos \theta_i} (t^\perp)^2 \quad (2.25)$$

$$\tau^\parallel = \left(\frac{I_t}{I_i} \right)_\parallel = \frac{\tilde{n}_t \cos \theta_t}{\tilde{n}_i \cos \theta_i} (t^\parallel)^2 \quad (2.26)$$

A refletividade total ρ^T e a transmissividade total τ^T são encontradas calculando-se a média aritmética das duas respectivas refletividades (ρ^\perp e ρ^\parallel) e transmissividades (τ^\perp e τ^\parallel) polarizadas. Das condições de conservação de energia na interface, tem-se que:

$$r + t = 1 \quad (2.27)$$

$$\rho + \tau = 1 \quad (2.28)$$

onde r - coeficiente de amplitude de reflexão;

t - coeficiente de amplitude de transmissão;

ρ - refletividade da interface; e

τ - transmissividade da interface.

As Eqs. 2.27 e 2.28 são válidas para as respectivas parcelas polarizadas.

Usou-se também a notação τ para representar a transmissividade do meio (ou transmissividade interna). Considerando a radiação propagando-se no interior de um dado meio, a transmissividade interna é a razão entre a intensidade de energia que chega na interface 2 e a intensidade de energia que sai da interface 1 (Fig. 2.3).

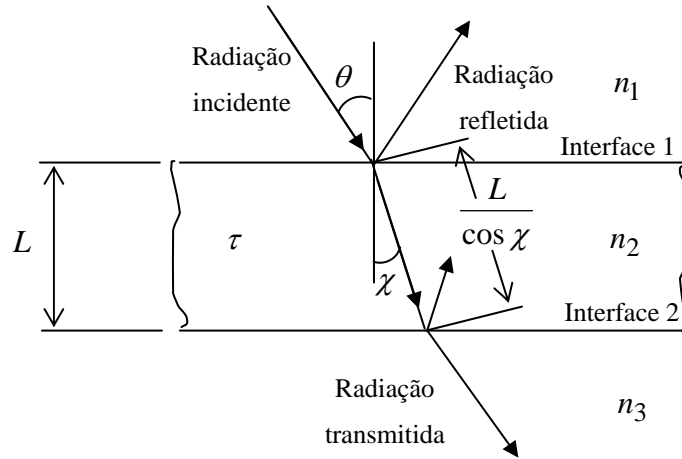


Figura 2.3 – Reflexão e transmissão da radiação através de um meio material (Siegel e Howell, 1992).

A transmissividade interna é então obtida da seguinte expressão (Lei de Beer):

$$\tau = \frac{I_2}{I_1} = \exp\left(-\frac{4\pi k}{\lambda_o} \frac{L}{\cos \chi}\right) = \exp\left(-a \frac{L}{\cos \chi}\right) \quad (2.29)$$

onde a - coeficiente de absorção ($\equiv \frac{4\pi k}{\lambda_o}$); e

$\frac{L}{\cos \chi}$ - caminho percorrido pela radiação no interior da camada.

O coeficiente de absorção, a , somado ao coeficiente de dispersão (“scattering”) resulta no coeficiente de extinção do meio. Já que as camadas são consideradas não-dispersoras, o coeficiente de absorção a é o próprio coeficiente de extinção. O produto $\left(a \times \frac{L}{\cos \chi}\right)$ é chamado de espessura óptica do meio.

2.2 Modelos de Transferência Radiativa para Sistemas Multicamadas

Os modelos de transferência radiativa em sistemas multicamadas visam obter as propriedades radiativas globais dos referidos sistemas, tais como: a reflectância, a transmitância e a emitância. Dependendo do material (não-metal, metal, semicondutor ou supercondutor), estas propriedades podem variar, em maior ou menor grau, quanto à direção, ao comprimento de onda, à temperatura e à rugosidade, dentre outros parâmetros (Siegel e Howell, 1992).

Os modelos estudados não consideram a emitância dos arranjos (ou a emissividade dos materiais), nem a influência da temperatura e da rugosidade sobre as respectivas propriedades radiativas globais (reflectância e transmitância). Considera-se que as superfícies das camadas são opticamente lisas. A seguir são apresentados os seguintes modelos de transferência radiativa em sistemas multicamadas isotrópicas não-dispersoras: “ray-tracing method”, “net-radiation method” e o modelo matricial de transferência.

2.2.1 Modelo “ray-tracing”

O modelo “ray-tracing” consiste em “seguir” (ou “rastrear”) as derivações refletidas e transmitidas de cada *raio* incidente sobre uma interface entre dois meios opticamente diferentes. Como a espessura das camadas é finita, ocorrem múltiplas reflexões internas entre as duas interfaces de cada camada, além do fenômeno de absorção. Somando-se todas as parcelas de radiação que saem da primeira interface e as que deixam a última interface do sistema multicamadas, obtém-se a reflectância e a transmitância do mesmo, respectivamente.

As Figs. 2.4 e 2.5 mostram o modelo “ray tracing” aplicado a uma única camada e a um sistema composto de 2 grupos: um grupo de m camadas e o outro de n camadas, respectivamente. As m e n camadas podem ser diferentes entre si. As Eqs. (2.30) e (2.31) e (2.32) e (2.33) são as expressões resultantes para a reflectância e a transmitância para os dois casos, respectivamente.

$$R = \rho[1 + (1 - \rho)^2 \tau^2 (1 + \rho^2 \tau^2 + \rho^4 \tau^4 + \dots)] = \rho \left[1 + \frac{(1 - \rho)^2 \tau^2}{1 - \rho^2 \tau^2} \right] \quad (2.30)$$

$$T = \tau(1 - \rho)^2 [1 + \rho^2 \tau^2 + \rho^4 \tau^4 + \dots] = \frac{\tau(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2 \tau^2} = \tau \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right) \left(\frac{1 - \rho^2}{1 - \rho^2 \tau^2} \right) \quad (2.31)$$

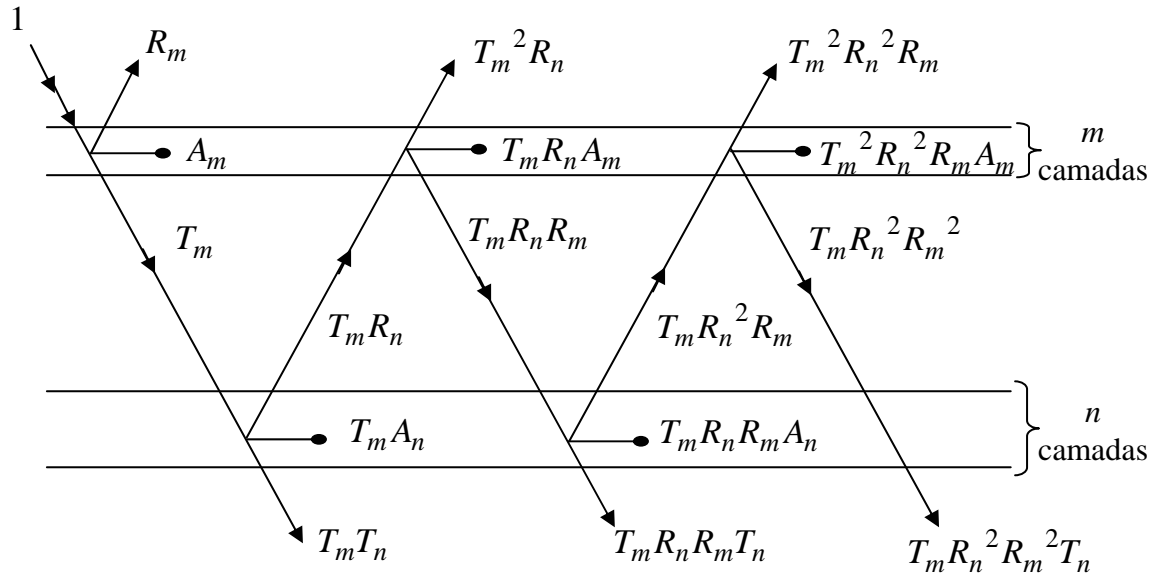


Figura 2.5 – Modelo “ray-tracing” aplicado a múltiplas camadas paralelas transmissoras (Siegel e Howell, 1992).

Vale ressaltar que o modelo “ray-tracing” foi desenvolvido considerando a radiação em termos de energia. Este tratamento é adequado para camadas incoerentes. Como mostrado por Siegel e Howell (1992), este modelo também pode ser utilizado em camadas coerentes (filmes finos), considerando-se a radiação em termos de onda eletromagnética. Neste caso, utiliza-se, no lugar da refletividade e da transmissividade interfaciais, os coeficientes de amplitude de reflexão e de transmissão, respectivamente. Os efeitos de interferência entre os raios refletidos, causados pela mudança de fase da onda, são então considerados.

2.2.2 Modelo “net-radiation”

Outro modelo de análise de transferência radiativa é o modelo da radiação líquida (“net-radiation method”), o qual consiste em se fazer um balanço dos *fluxos de energia* nas interfaces do sistema multicamadas. Todo fluxo de energia que sai de cada interface pode ser escrito em termos dos fluxos de energia que chegam na mesma (Fig. 2.6). O modelo “net-radiation” aplicado a uma única camada para as condições de fluxo unitário incidente sobre a superfície 1 e de fluxo zero incidente sobre a superfície 4 resulta nas Eqs. (2.38) e (2.39) (Siegel e Howell, 1992).

$$q_{o,1} = \rho q_{i,1} + (1 - \rho) q_{i,2} = \rho + (1 - \rho) q_{i,2} \quad (2.37.a)$$

$$q_{o,2} = (1 - \rho) q_{i,1} + \rho q_{i,2} = (1 - \rho) + \rho q_{i,2} \quad (2.37.b)$$

$$q_{o,3} = \rho q_{i,3} + (1 - \rho) q_{i,4} = \rho q_{i,3} \quad (2.37.c)$$

$$q_{o,4} = (1 - \rho)q_{i,3} + \rho q_{i,4} = (1 - \rho)q_{i,3} \quad (2.37.d)$$

$$q_{i,2} = \tau q_{o,3} \quad (2.38.a)$$

$$q_{i,3} = \tau q_{o,2} \quad (2.38.b)$$

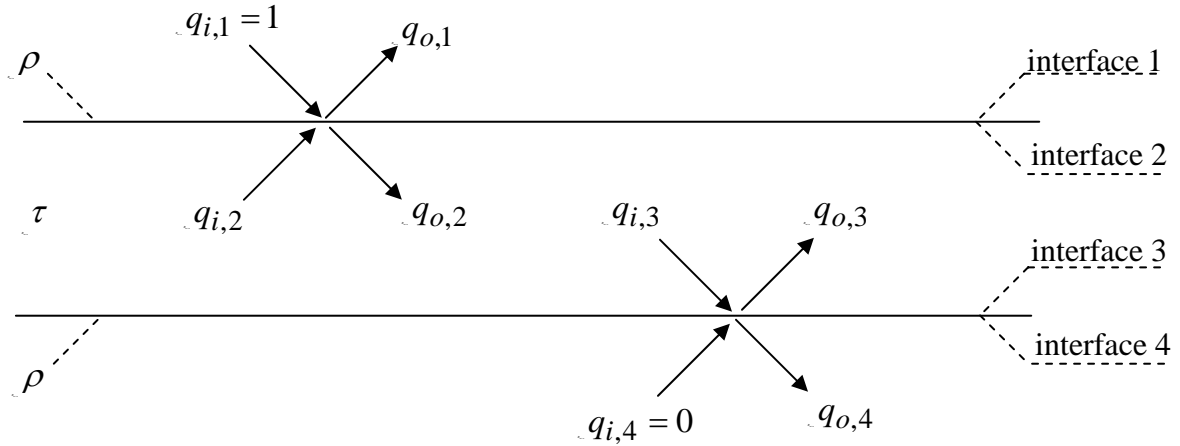


Fig. 2.6 – Modelo “net-radiation” aplicado a uma camada parcialmente transmissora (Siegel e Howell, 1992).

Substituindo-se as Eqs. (2.38) nas Eqs (2.37), elimina-se os fluxos q_i obtendo-se os fluxos q_o em função somente de ρ e de τ . Fazendo $q_{i,1} = 1$ e $q_{i,4} = 0$, as propriedades radiativas da camada são então determinadas pelas Eqs. (2.39) a (2.41).

$$R = q_{o,1} = \rho \left[1 + \frac{(1 - \rho)^2 \tau^2}{1 - \rho^2 \tau^2} \right] = \rho(1 + \tau T) \quad (2.39)$$

$$T = q_{o,4} = \frac{\tau(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2 \tau^2} = \tau \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right) \left(\frac{1 - \rho^2}{1 - \rho^2 \tau^2} \right) \quad (2.40)$$

$$A = (q_{o,2} + q_{o,3}) = \frac{(1 - \rho)(1 - \tau)}{1 - \rho \tau} \quad (2.41)$$

Os resultados acima são equivalentes àqueles obtidos pelo modelo “ray-tracing”. A mesma concordância ocorre quando aplica-se o modelo “net-radiation” ao caso da Fig. 2.4.

Para a aplicação destes modelos, não existe nenhuma restrição quanto ao meio: dielétrico perfeito, dielétrico imperfeito ou metal. Devido às muitas múltiplas interações entre as interfaces, à proporção que o número de camadas vai aumentando, o modelo “ray-tracing” vai se tornando complicado. Neste caso, é mais adequado utilizar o modelo “net-radiation”. Contudo, o modelo “net-radiation” é restrito somente às camadas incoerentes, (cujas espessuras são bem maiores do que o comprimento de onda da radiação).

2.2.3 Modelo matricial de transferência

O modelo matricial de transferência (Pfrommer, 1995) é uma variação (ou extensão) do modelo “net-radiation”. A principal característica deste modelo modificado é a sua aplicabilidade em sistemas constituídos por camadas coerentes e incoerentes sem qualquer limitação no número ou na sequência das camadas. A técnica de cálculo é baseada na multiplicação ordenada de 2 tipos de matrizes de transferência: matriz-interface e matriz-meio.

A matriz-interface (M) é definida das condições de continuidade dos campos elétricos líquidos (E) em cada interface. (E) é a amplitude do campo elétrico líquido que se propaga entrando numa interface ou saindo da mesma, na direção considerada positiva (do meio *o* para o meio *i*) ou na direção inversa (negativa) (Fig.2.7).

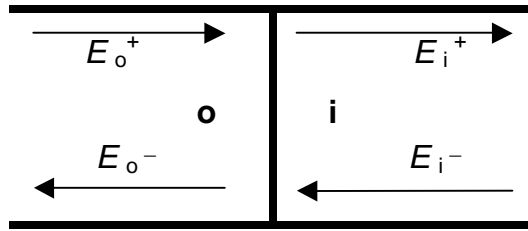


Fig. 2.7 – Campos elétricos numa interface entre dois meios opticamente diferentes.

Da Fig. 2.7 e a partir da formulação de Pfrommer (1995), obtém-se o sistema de equações abaixo (Eqs. 2.42):

$$E_o^+ = t_{oi}E_o^+ + r_{io}E_i^- \quad (2.42.a)$$

$$E_o^- = t_{io}E_i^- + r_{oi}E_o^+ \quad (2.42.b)$$

ou,

$$\begin{bmatrix} E_o^+ \\ E_o^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & r_{oi} \\ t_{oi} & t_{oi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{bmatrix} = M_{oi}^{(E)} \begin{bmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

A matriz-interface (M) pode também ser definida das condições de continuidade das intensidades de energia em cada interface (Eqs. 2.43).

$$\begin{bmatrix} I_o^+ \\ I_o^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\tau_{oi}} & -\frac{\rho_{io}}{\tau_{oi}} \\ \frac{\rho_{oi}}{\tau_{oi}} & \tau_{io} - \frac{\rho_{io}\rho_{oi}}{\tau_{oi}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_i^+ \\ I_i^- \end{bmatrix} = M_{oi}^{(I)} \cdot \begin{bmatrix} I_i^+ \\ I_i^- \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

A matriz-camada (N) é definida através dos coeficientes de atenuação. Considerando-se a transmissão através de uma camada absorvedora fina (f), a amplitude inicial do campo elétrico líquido que deixa a primeira interface é atenuada no interior do filme até atingir a segunda interface, em ambas as direções (+) e (-) (Fig 2.8). Da definição de onda eletromagnética plana polarizada da Eq. (2.13), o fator de atenuação de uma camada fina (f) com espessura d , considerando-se a direção (+), é dado por ($\Delta_f(d)$):

$$\Delta_f(d) = \frac{E_f^+(2)}{E_f^+(1)} = \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda}nd\right] \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda}kd\right] \quad (2.44)$$

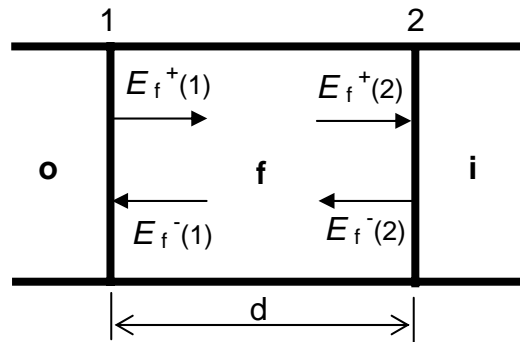


Fig. 2.8 – Transmissão através de uma camada absorvedora fina.

No caso da transmissão através de uma camada espessa (s), o fator de atenuação é definido em termos de intensidade inicial (I_1) e final (I_2) da radiação que atravessa a camada. Sendo a intensidade proporcional ao quadrado da amplitude da onda, o fator de atenuação de uma camada espessa (s) com espessura d , considerando-se a direção (+), é dado por ($\Delta_s(d)$):

$$\Delta_s(d) = \frac{I_2}{I_1} = \exp\left[-\frac{4\pi}{\lambda}kd\right] \quad (2.45)$$

Da Fig. 2.8 e da definição de fator de atenuação da Eq. (2.44), obtém-se o seguinte sistema de equações (Eq. 2.46), no qual $N_f^{(E)}$ é a matriz-camada para o caso de uma camada absorvedora fina.

$$\begin{bmatrix} E_f^+(1) \\ E_f^-(1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\Delta_f(d)} & 0 \\ 0 & \Delta_f(d) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_f^+(2) \\ E_f^-(2) \end{bmatrix} = N_f^{(E)} \begin{bmatrix} E_f^+(2) \\ E_f^-(2) \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

Para camadas opticamente espessas, as intensidades de energia e a Eq. (2.45) para o fator de atenuação são usadas. Obtém-se, então, o seguinte sistema de equações (Eq. 2.47), no qual $N_s^{(I)}$ é a matriz-camada para o caso de uma camada absorvedora espessa.

$$\begin{bmatrix} I_s^+(1) \\ I_s^-(1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\Delta_s(d)} & 0 \\ 0 & \Delta_s(d) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_s^+(2) \\ I_s^-(2) \end{bmatrix} = N_s^{(I)} \begin{bmatrix} I_s^+(2) \\ I_s^-(2) \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

Então, a transferência radiativa através de um único filme (f), limitado por dois meios: um externo (o) e o outro interno (i) (por exemplo, ambos os meios sendo ar) é representada através da seguinte equação:

$$\begin{bmatrix} E_o^+ \\ E_o^- \end{bmatrix} = M_{ar-f}^{(E)} \cdot N_f^{(E)} \cdot M_{f-ar}^{(E)} \cdot \begin{bmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

Assumindo que os meios o e i tem espessura infinita tal que não existe onda refletida líquida do meio i incidente sobre a interface de dentro (isto é, $E_i^- = 0$) e ainda fazendo $E_o^+ = 1$, a Eq. (2.48) torna-se:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ r_{oi}^T \end{bmatrix} = M_{ar-f}^{(E)} \cdot N_f^{(E)} \cdot M_{f-ar}^{(E)} \cdot \begin{bmatrix} t_{oi}^T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.49)$$

onde r_{oi}^T e t_{oi}^T são os coeficientes de amplitude globais de reflexão e de transmissão do filme, respectivamente.

A equação para uma única camada espessa (substrato - s) no ar é dada por:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ R \end{bmatrix} = M_{ar-s}^{(I)} \cdot N_s^{(I)} \cdot M_{s-ar}^{(I)} \cdot \begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

onde R e T são a reflectância e a transmitância da camada espessa, respectivamente.

Um sistema composto por um número maior de camadas (q camadas) coerentes, limitado pelos meios o e i é representado pela Eq. (2.51).

$$\begin{bmatrix} 1 \\ r_{oi}^T \end{bmatrix} = M_{o-1}^{(E)} \cdot N_1^{(E)} \cdot M_{1-2}^{(E)} \cdot N_2^{(E)} \cdot M_{2-3}^{(E)} \dots N_{q-1}^{(E)} \cdot M_{(q-1)-q}^{(E)} \cdot N_q^{(E)} \cdot M_{q-i}^{(E)} \begin{bmatrix} t_{oi}^T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

A correspondente expressão para uma seqüência de camadas incoerentes é dada pela Eq. (2.52).

$$\begin{bmatrix} 1 \\ R \end{bmatrix} = M_{o-1}^{(I)} \cdot N_1^{(I)} \cdot M_{1-2}^{(I)} \cdot N_2^{(I)} \cdot M_{2-3}^{(I)} \dots N_{q-1}^{(I)} \cdot M_{(q-1)-q}^{(I)} \cdot N_q^{(I)} \cdot M_{q-i}^{(I)} \begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

Quando o sistema multicamadas é composto, por exemplo, por um grupo de camadas coerentes e um outro grupo de camadas incoerentes, nesta ordem, deve-se primeiramente resolver o sistema matricial correspondente às camadas coerentes (Eq. 2.51), considerando-se os meios limitantes o e i como sendo o ar e a primeira camada incoerente, respectivamente. Após determinação do coeficiente global de amplitude de reflexão e o de amplitude de transmissão, das Eqs. (2.23.) à (2.26), obtém-se a reflectância e transmitância do grupo de camadas coerentes, o qual será considerado como sendo um meio homogêneo fictício com tais propriedades radiativas. Em seguida, resolve-se o sistema matricial para as camadas incoerentes (Eq. 2.52), limitado pelo meio homogêneo fictício e o ar, e, então, obtém-se a reflectância e a transmitância do sistema multicamadas em questão. O procedimento descrito acima deve ser desenvolvido separadamente para cada uma das polarizações P e S (paralela e normal ao plano de incidência, respectivamente). Então, a reflectância e a transmitância não-polarizadas do sistema multicamadas são obtidas calculando-se a média aritmética dos correspondentes valores polarizados.

Um ponto importante no modelo matricial aplicado a sistemas multicamadas é classificar corretamente as camadas quanto à coerência. Quando a espessura da camada é maior do que o comprimento de coerência de aproximadamente 1500 nm, distúrbios ao longo do caminho de propagação da onda causados pelas não-homogeneidades do meio, desfazem as fases da onda, destruindo a coerência (Pfrommer, 1995). Neste caso, a transferência radiativa através de uma camada incoerente deve ser tratada em termos de intensidade de energia. Para o caso de camadas coerentes, a radiação é tratada em termos de onda eletromagnética.

Utilizando-se, então, o modelo matricial, realizou-se um estudo sobre o comportamento de uma única camada no ar, submetida à incidência radiativa quase-normal ($\theta = 5^\circ$) em

função do parâmetro $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ (do qual as propriedades radiativas são dependentes – Eq. 2.13), onde L é a espessura da camada e λ_o é o comprimento de onda da radiação no vácuo, e para alguns valores dos índices de refração (n) e de absorção (k). Os gráficos da reflectância (R) e da transmitância (T) da camada no ar são mostrados a seguir nas figuras 2.9 e 2.10 (para $n = \frac{\pi}{2}$), 2.11 e 2.12 (para $n = 1,8$) e 2.13 a 2.14 (para $n = 2,3$). Nas referidas figuras, pode-se notar as oscilações nos valores de R e de T causadas pela interferência, ora construtiva, ora destrutiva.

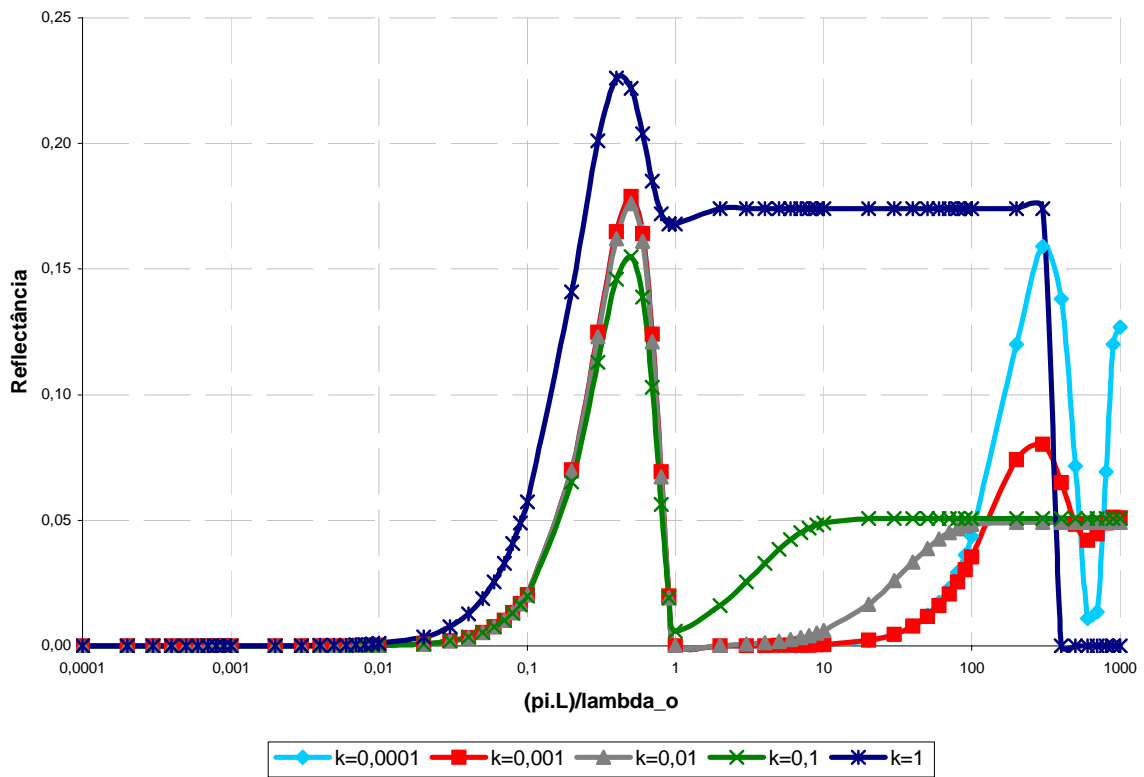


Figura 2.9 – Reflectância de uma camada com índice de refração $n = \frac{\pi}{2}$.

Percebe-se que quanto maior for n , maior é a ocorrência de picos de interferência para uma mesma faixa de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$. Para um dado valor de n , os picos de interferência ocorrem para os mesmos valores de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$, independentemente de k . Esta constatação está de acordo com a Eq. 2.44, cuja primeira parte exponencial, que define a fase da onda, tem como parâmetro o produto $\frac{\pi L}{\lambda_o} \times n$.

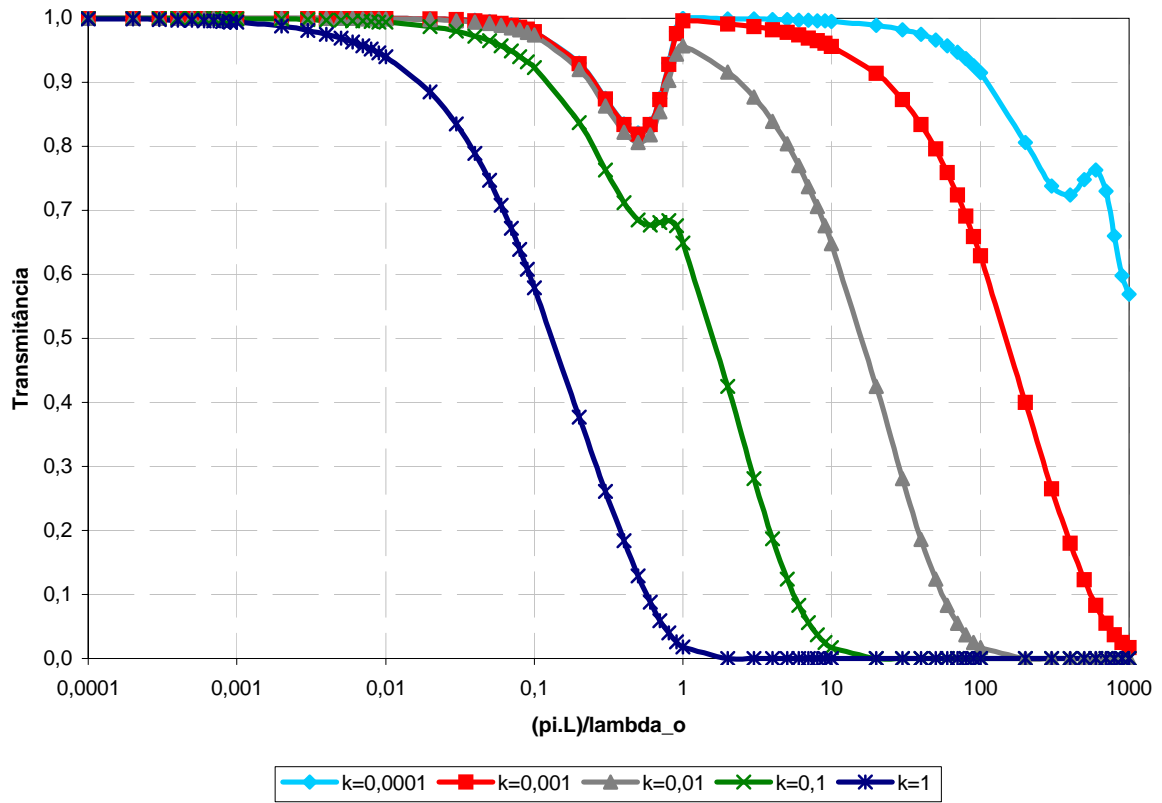


Figura 2.10 – Transmitância de uma camada com índice de refração $n = \frac{\pi}{2}$.

De fato, a ocorrência dos extremos de reflectância de uma camada, cujo índice de refração esteja fora do intervalo de valores dos índices de refração dos meios que a limitam, obedece à seguinte formulação (Rouard e Bousquet, 1965):

$$\text{Máximos de reflectância: } 2Ln = (j + \frac{1}{2})\lambda_o \quad (2.53)$$

$$\text{Mínimos de reflectância: } 2Ln = (j + 1)\lambda_o \quad (2.54)$$

onde $j = 0, 1, 2, 3, \dots$ e está de acordo com as Figs. 2.9, 2.11 e 2.13. Na Fig. 2.9 ($n = \frac{\pi}{2}$), por

exemplo, os 1^{os} pontos de máximo e de mínimo de R correspondem a $\frac{\pi L}{\lambda_o} = \frac{1}{2}$ e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$,

respectivamente. Caso a magnitude do índice de refração da camada seja intermediária aos valores dos índices de refração dos meios adjacentes à mesma, os extremos de reflectância ocorrem de maneira inversa. Já os picos de transmitância ocorrem de forma oposta aos de reflectância.

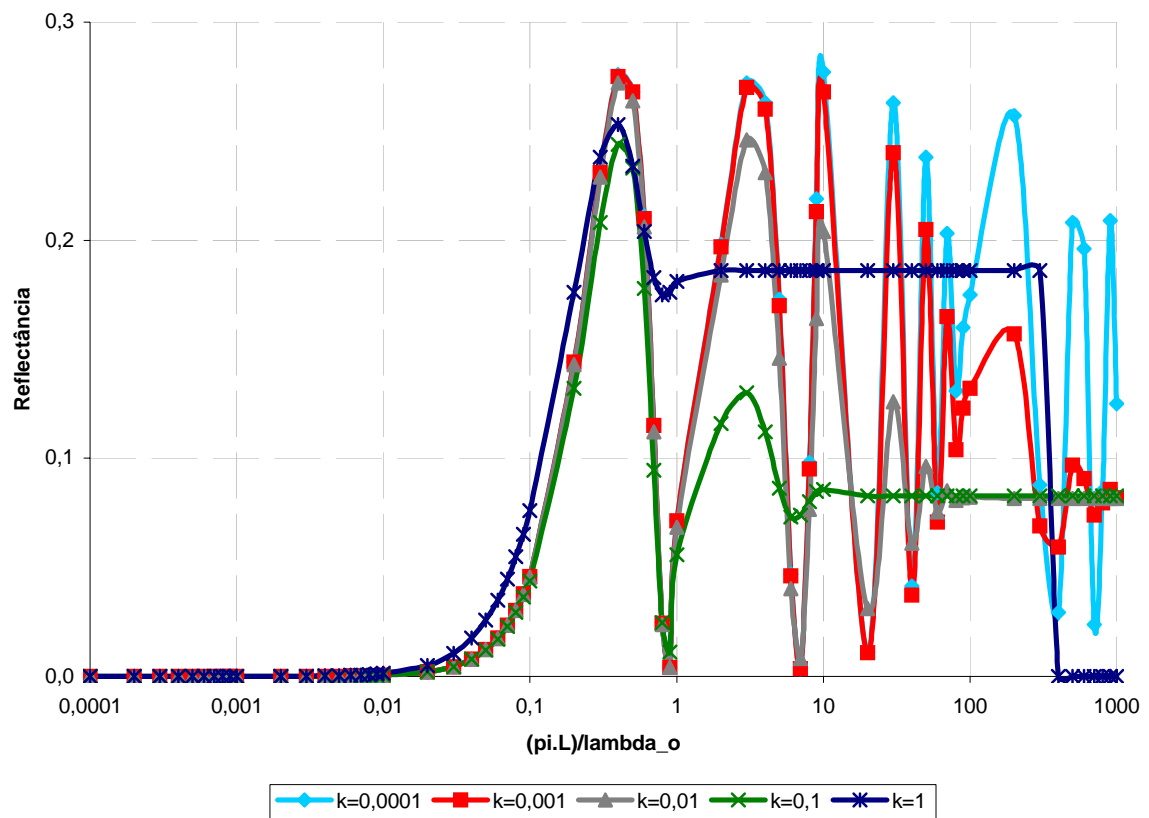


Figura 2.11 – Reflectância de uma camada com índice de refração $n = 1,8$.

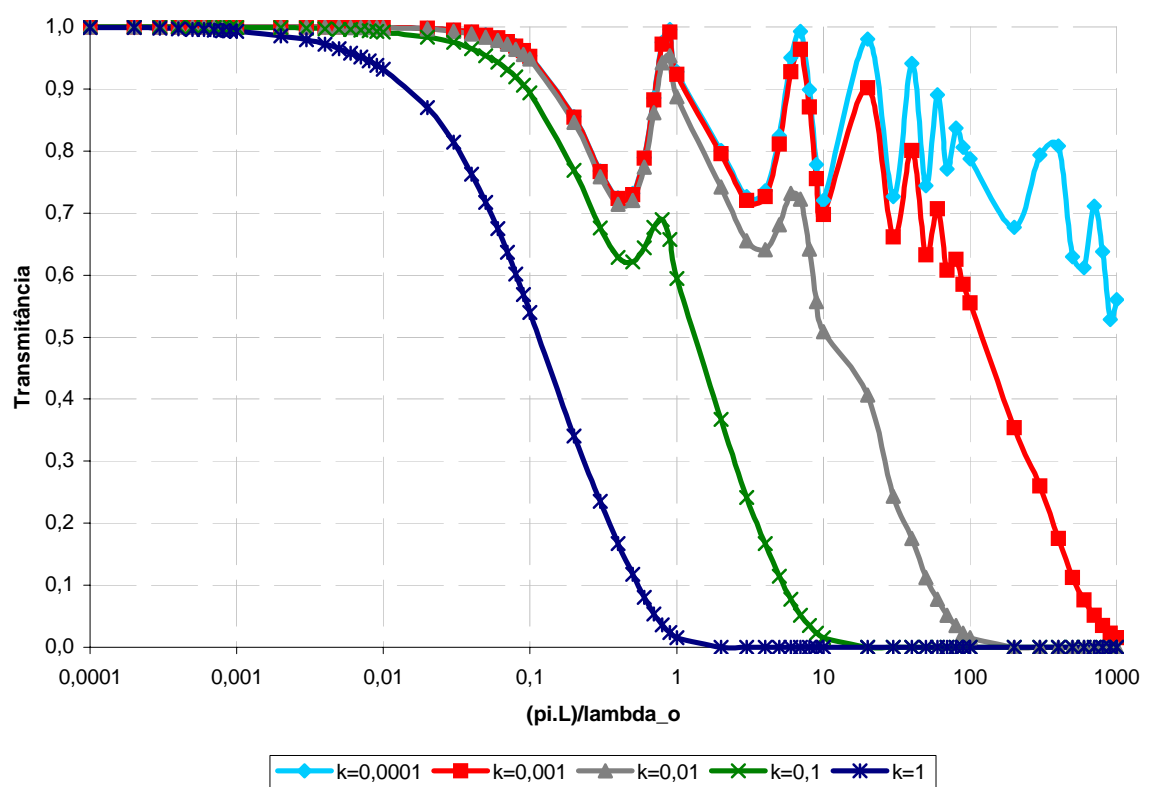


Figura 2.12 – Transmitância de uma camada com índice de refração $n = 1,8$.

Nas referidas figuras, constata-se também que a reflectância torna-se uma constante e aproxima-se do valor da refletividade de uma camada semi-infinita a partir do valor de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ aproximadamente igual a $\frac{1}{k}$. Neste caso, devido a grande absorção, as múltiplas reflexões internas desaparecem e a transmitância tende a zero. Esta constatação está de acordo com a Eq. 2.44, cuja segunda parte exponencial, referente ao amortecimento da onda, tem como parâmetro o produto $\frac{\pi L}{\lambda_o} \times k$.

Um caso limite se verifica quando $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ vai se tornando muito pequeno (isto corresponde a camadas muito finas ou a comprimentos de onda grandes). Para tal situação, a reflectância tende a zero e a transmitância tenderá à unidade.

Quando R e T são nulas, constata-se um outro caso limite, no qual o meio tem o comportamento de um emissor-absorvedor perfeito. Nas Figs. 2.11 e 2.12, este limite corresponde a $n = 1,8$, $k = 1$ e $\frac{\pi L}{\lambda_o} \geq 500$ e nas Figs. 2.13 e 2.14, $n = 2,3$, $k = 1$ e $\frac{\pi L}{\lambda_o} \geq 400$.

De fato, as restrições para um material ser um bom emissor-absorvedor (sem mudar a sua geometria para aumentar as múltiplas reflexões) são dadas por:

$$\frac{\lambda_0}{4\pi L} \ll k \ll n \rightarrow 1 \Rightarrow \varepsilon'_\lambda \rightarrow 1 \quad (2.55)$$

onde ε'_λ - emissividade direcional espectral. Os melhores materiais emissores-absorvedores são os dielétricos imperfeitos (absorvem muito pouco) ou os maus condutores com k na ordem de grandeza de 10^{-3} a 10^{-1} e n próximo de 1 (Brewster, 1992).

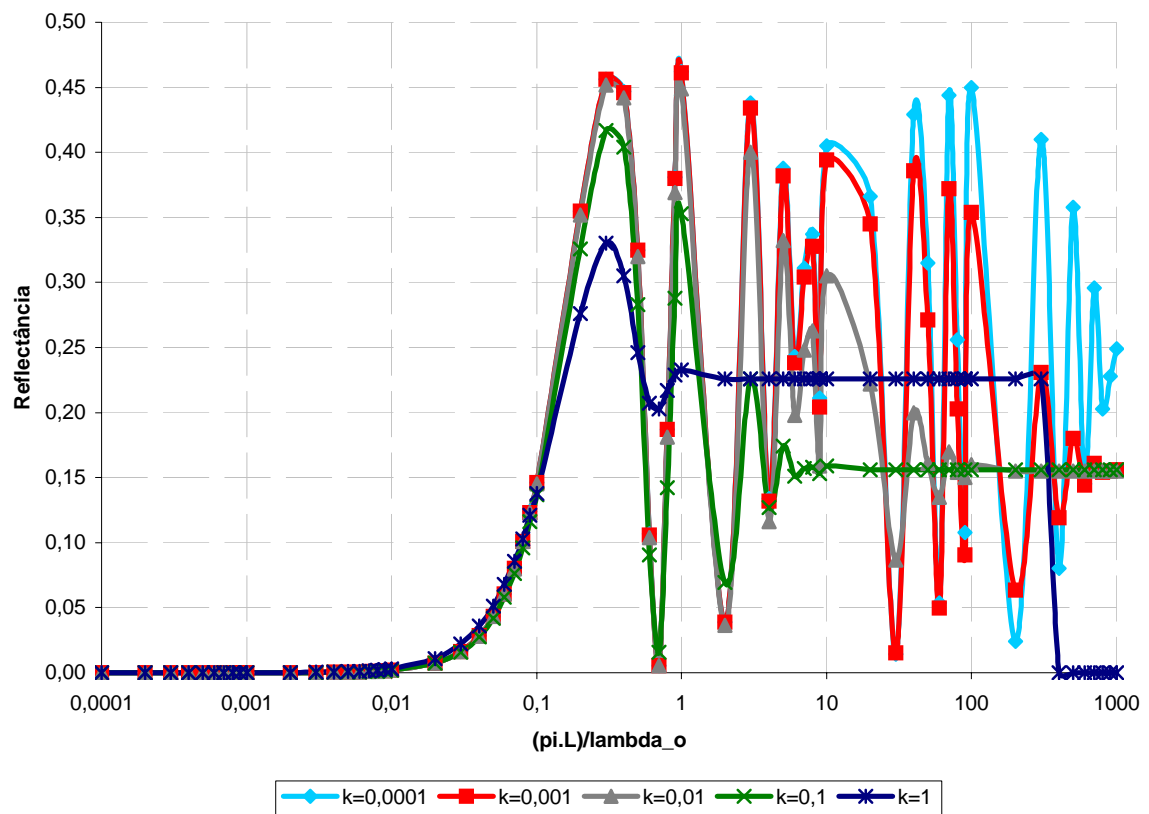


Figura 2.13– Reflectância de uma camada com índice de refração $n = 2,3$.

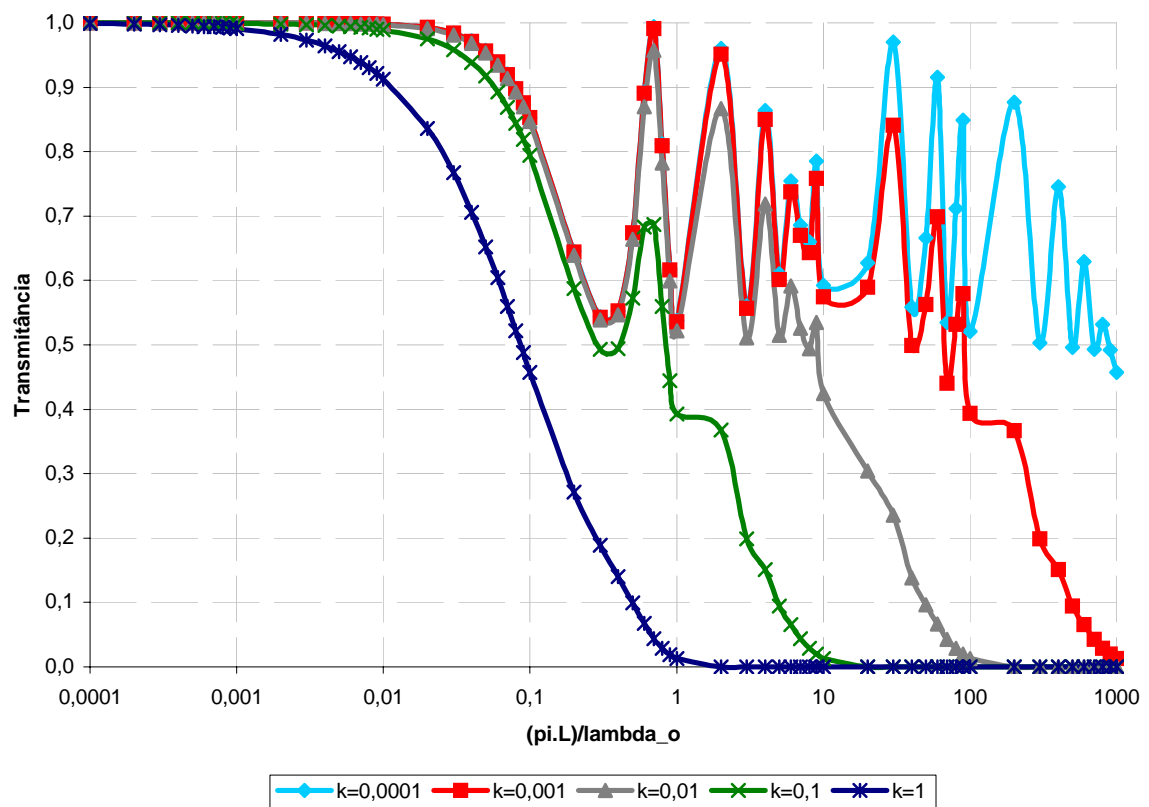


Figura 2.14 – Transmitância de uma camada com índice de refração $n = 2,3$.

Através da análise dos resultados obtidos dos modelos de transferência radiativa, pode-se projetar sistemas multicamadas com as propriedades radiativas desejadas. A Fig. 2.15, por exemplo, apresenta o gráfico da reflectância em função de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ para um sistema, no ar ($n_1 = 1$), composto por um filme anti-reflexivo com $n_2 = 1,7$ e $k_2 = [10^{-3}, 10]$, e por um substrato refletor perfeito com $n_3 = k_3 \rightarrow \infty$ (a maioria dos metais na região visível, na região das micro-ondas e na das ondas de rádio podem ser tratados como perfeitos refletores) (Brewster, 1992). A incidência da radiação é normal. Verifica-se que conforme $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ aumenta, o valor médio de R decresce, devido à maior absorção de energia no interior do filme e que, quanto maior k , mais rapidamente R diminui.

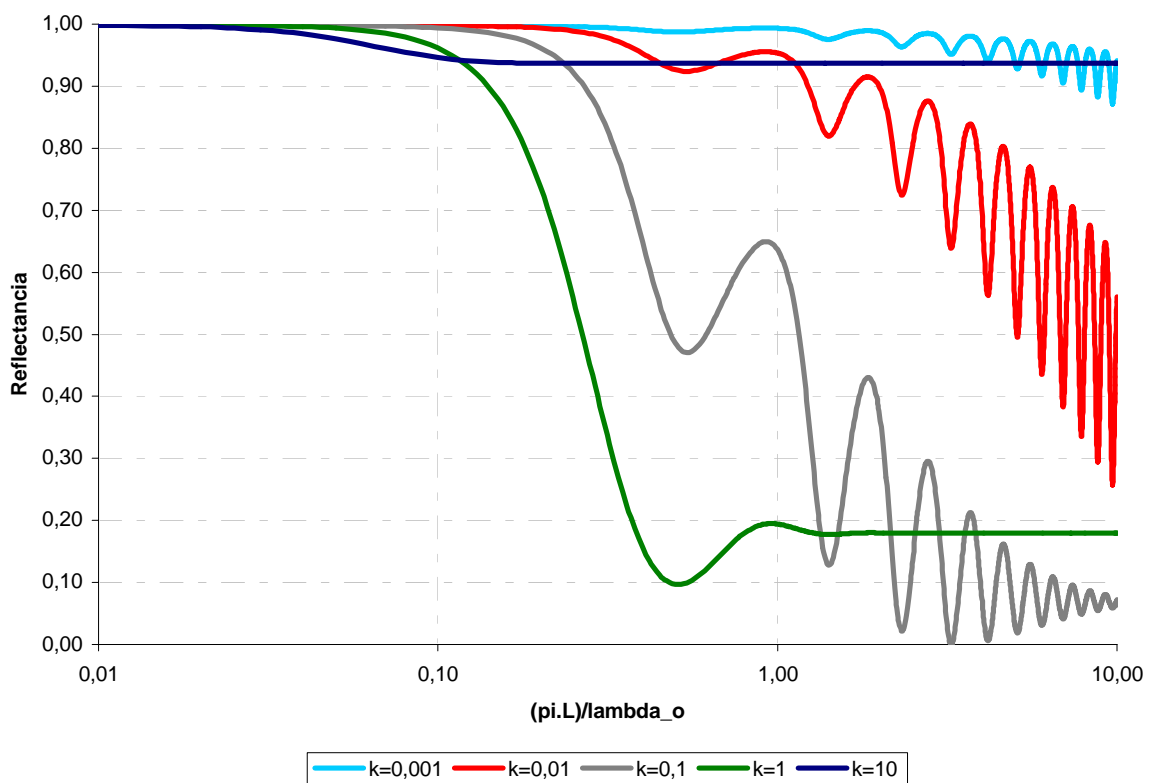


Figura 2.15– Reflectância normal de um sistema composto de um filme absorvedor e de um substrato perfeitamente reflexivo.

Objetiva-se otimizar a minimização da reflectância do referido sistema e observa-se na Fig. 2.15 que existe mais de uma maneira de obtê-la. Por exemplo, para $k_2 \ll n_2$, o valor limite da reflectância é igual a 0,067 que pode ser obtido da Eq. 2.56, a partir das Eqs. 2.16 e 2.23, desprezando-se, neste caso, k_2 e fazendo $\cos \theta_i = \cos \theta_t = 1$ e $R_{||} = R_{\perp} = R$ (incidência normal).

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} \quad (2.56)$$

Pode-se, também, investigar a espessura ótima do filme para um dado valor de k_2 . Por exemplo, conforme a Fig. 2.15, para $k_2 = 0,1$, a espessura da camada deve ser selecionada de maneira a corresponder ao 4º mínimo em $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 3,3$ resultando numa reflectância de 0,001. Alternativamente, uma reflectância mínima pode ser encontrada com uma espessura mais fina de filme que corresponda ao 1º mínimo em $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,5$ e k_2 entre 0,1 e 1.

Caso se deseje a reflectância do filme tendo um mínimo igual a zero, seu índice de refração deverá assumir um valor particular igual a $n_2 = \sqrt{n_3 n_1}$ (a média geométrica dos valores de n de ambos os lados do filme) além de sua espessura ser igual a $L_2 = \frac{\lambda_o}{4n_2}$, isto é, igual a 1/4 da largura da onda no interior do filme (Siegel e Howell, 1992). Nesta condição, a onda refletida na 1ª interface e a onda refletida na 2ª interface estão fora de fase de exatamente 180° e todas as amplitudes de todas as ondas refletidas (incluindo as múltiplas reflexões internas) interferem destrutivamente resultando numa reflectância líquida zero. Este fato é a base para o projeto de revestimentos anti-reflexivos para lentes de equipamentos ópticos usadas em série. Contudo, este resultado é válido somente para incidência normal e para um dado comprimento de onda. Para se obter mais de uma condição de reflectância nula, é necessário usar revestimentos com múltiplos filmes.

Por outro lado, revestimentos com múltiplos filmes podem ser usados para se obter reflectâncias próximas da unidade. Uma aplicação usual na qual se deseja tal condição é na reflexão de raios laser de alta intensidade em espelhos. Neste caso, para evitar aquecimento e conseqüentemente dano aos espelhos, revestimentos são usados de maneira a tornar a absorção de energia muito pequena. Tais espelhos revestidos são chamados de espelhos

dielétricos.

Do estudo acima, pode-se concluir que, além dos índices de refração e de absorção, a razão $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ é um parâmetro importante no projeto de arranjos multicamadas, nos quais o fenômeno de interferência é utilizado para obter as propriedades radiativas espectrais desejadas.

Concluindo a análise dos modelos de transferência radiativa, a tabela 2.1 resume as características dos mesmos:

Tabela 2.1 – Comparação entre os modelos de transferência radiativa

<i>Modelo</i>	<i>Camadas</i>		
	<i>Quantidade</i>	<i>Quanto à Interferência</i>	<i>Arranjo</i>
<i>Ray-Tracing</i>	Limitada	Coerente ou Incoerente	Seqüência única
<i>Net-Radiation</i>	Limitada	Incoerente	Seqüência única
<i>Matricial</i>	Ilimitada	Coerente e/ou Incoerente	Seqüência qualquer

Devido à sua flexibilidade e à sua abrangência, escolheu-se o modelo matricial de transferência radiativa para ser usado no método de identificação dos índices de refração e de absorção das camadas constituintes de sistemas multicamadas. A limitação do modelo matricial está no grau de condicionamento da matriz-multiplicação resultante (ver Eqs. 2.51 e 2.52). O mau condicionamento ocorrerá quando a inversa da matriz em questão tiver coeficientes de grandes valores absolutos comparados aos coeficientes da matriz-multiplicação resultante. Este fato corresponderá fisicamente a um dos casos limites comentados anteriormente e observados nas Figs. 2.9 a 2.15. O programa (“software”) escolhido para implementação do modelo foi o MathLab versão 6.5.

CAPÍTULO 3 - MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Métodos de Identificação dos Índices de Refração e de Absorção

Considerando a especificidade e as limitações da bancada experimental, investigou-se neste trabalho, somente métodos de identificação espectrofotométricos e, dentre esses, os que utilizam medições exclusivamente à incidência em baixos ângulos, restringindo a referida investigação a dois métodos.

3.1.1 Método de identificação R x T

Com o auxílio da bancada experimental que será descrita no item 3.2, pode-se determinar experimentalmente as reflectâncias e as transmitâncias de uma amostra do material a ser estudado. Estas propriedades radiativas experimentais são denotadas por P_e .

A amostra pode estar na forma de uma simples placa (única camada) ou caso o material de interesse esteja na forma de um filme, a amostra poderá ser composta de 2 camadas: uma camada-filme e a outra camada-substrato (por exemplo, vidro). Os índices de refração e de absorção do substrato devem ser conhecidos. Caso esteja na forma de uma película (conjunto de filmes), pode-se fazer a medição unicamente da película ou para a combinação película-substrato.

As reflectâncias e as transmitâncias, ditas teóricas, P_t , podem ser calculadas utilizando-se o modelo teórico escolhido, que neste caso, é o modelo matricial de transferência radiativa apresentado no item 2.3. Para este cálculo devem ser levadas em conta os índices de refração e de absorção do material de interesse: n e k , a sua respectiva espessura L , o ângulo de incidência θ e o comprimento de onda λ da radiação.

A partir da análise dos gráficos das reflectâncias e das transmitâncias experimentais, pode-se previamente classificar a amostra quanto à coerência. Caso se constate picos de interferência nos referidos gráficos, deve-se calcular as propriedades radiativas teóricas através do modelo matricial coerente. Caso contrário, o modelo matricial incoerente deve ser empregado.

O objetivo aqui é determinar os valores dos índices de refração e de absorção da camada de interesse, de maneira a minimizar uma dada função F , Eq. 3.1, que representa a soma dos quadrados das diferenças entre os valores teóricos e experimentais das reflectâncias e das transmitâncias.

$$F(n, k) = \sum_{i=1}^2 [P_{ti}(n, k) - P_{ei}]^2 \quad (3.1)$$

No presente trabalho, o método de Gauss foi utilizado para minimizar a função F (Nicolau, 1994). Este método consiste na procura das derivadas nulas em relação a cada índice: n e k (a serem identificados), denotados aqui por β_j . A cada etapa, os coeficientes de sensibilidade são calculados, permitindo verificar o grau de dependência linear entre estes coeficientes. No caso de haver uma certa dependência linear, o método torna-se incapaz de continuar a identificação, evidenciando-se a presença de um problema de modelamento.

Para a aplicação do método de linearização de Gauss, deve-se estabelecer as derivadas parciais da função F em relação a cada parâmetro β_j , como sendo nulas. A uma iteração dada por $p+1$, obtém-se:

$$\frac{\partial F}{\partial \beta_j} = \frac{\partial}{\partial \beta_j} \left[\sum_{i=1}^2 (P_{ti}^{p+1} - P_{ei})^2 \right] = 0 \quad (3.2)$$

ou ainda:

$$\sum_{i=1}^2 \left[(P_{ti}^{p+1} - P_{ei}) \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^{p+1} \right] = 0 \quad (3.3)$$

Os valores de P_{ti}^{p+1} , para a iteração $p+1$, são representados em função dos valores da iteração p :

$$P_{ti}^{p+1}(\beta_1^p + \Delta\beta_1^p, \beta_2^p + \Delta\beta_2^p) = P_{ti}^p(\beta_1^p, \beta_2^p) + \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right)^p \Delta\beta_1^p + \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right)^p \Delta\beta_2^p \quad (3.4)$$

As derivadas parciais são os coeficientes de sensibilidade, os quais representam as variações impostas sobre cada reflectância e cada transmitância em relação à variação de um parâmetro específico. Ainda em relação às derivadas parciais, a seguinte hipótese simplificadora é assumida (Eq. 3.5):

$$\left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^{p+1} \cong \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^p \quad (3.5)$$

Substituindo-se a Eq. 3.4 na Eq. 3.3, obtém-se a seguinte expressão:

$$\sum_{i=1}^2 \left[P_{ti}^k + \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right)^p \Delta \beta_1^p + \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right)^p \Delta \beta_2^p - P_{ei} \right] \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^p = 0 \quad (3.6)$$

Um novo reagrupamento dos termos resulta na Eq. 3.7:

$$\sum_{i=1}^2 \left[\left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right)^p \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^p \Delta \beta_1^p + \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right)^p \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^p \Delta \beta_2^p \right] = - \sum_{i=1}^2 \left(P_{ti}^p - P_{ei} \right) \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} \right)^p \quad (3.7)$$

Como a equação acima é válida para cada parâmetro β_j , isto é, para os 2 índices (de refração e de absorção), um sistema de 2 equações e 2 incógnitas é determinado (para simplificar a representação, o expoente p , relativo à iteração, foi suprimido):

$$\begin{bmatrix} \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right)^2 & \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right) \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right) \\ \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right) \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right) & \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \beta_1 \\ \Delta \beta_2 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^2 (P_{ti} - P_{ei}) \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_1} \right) \\ \sum_{i=1}^2 (P_{ti} - P_{ei}) \left(\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_2} \right) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

A resolução deste sistema fornece as frações $\Delta \beta_j$ a acrescentar a cada parâmetro β_j , a cada iteração. O termo fonte, à direita, contém as diferenças entre os valores teóricos e experimentais e são estas diferenças que vão guiar o processo iterativo até a convergência.

A matriz à esquerda é formada inteiramente a partir dos coeficientes de sensibilidade, isto é, ela só depende do modelo teórico, já que os valores experimentais estão na matriz à direita. Uma verificação do grau de condicionamento desta matriz fornece informações importantes sobre se a procura dos parâmetros é realizável.

O mau condicionamento de um sistema linear pode ser medido através de um número, denominado número de condicionamento (NC). O número de condicionamento de uma dada matriz A quadrada $n \times n$ (não singular) é definido por:

$$NC(A) = \|A\| \cdot \|A^{-1}\| \quad (3.9)$$

onde $\|A\|$ é a norma da matriz-solução, que no caso em questão, é a matriz dos coeficientes de sensibilidade e $\|A^{-1}\|$ é a sua correspondente matriz inversa.

Existe mais de uma maneira de se calcular a norma de uma matriz. A seguir, são apresentadas as normas mais frequentemente utilizadas (Kreyszig, 1999).

$$\|A\| = \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n c_{jk}^2} \quad (\text{Norma de Frobenius}) \quad (3.10)$$

$$\|A\| = \max_k \sum_{j=1}^n |c_{jk}| \quad (\text{Norma Soma das Colunas}) \quad (3.11)$$

$$\|A\| = \max_j \sum_{k=1}^n |c_{jk}| \quad (\text{Norma Soma das Linhas}) \quad (3.12)$$

O domínio de validade de $NC(A)$ está situado no intervalo $[1, \infty)$. Um sistema linear de equações $Ax = b$, cujo $NC(A)$ é pequeno, é bem condicionado. Se $NC(A)$ é grande (ou pequeno) em uma dada norma, ele também será grande (ou pequeno) em qualquer outra norma. Quanto mais próximo da unidade estiver $NC(A)$, melhor condicionado será o sistema, e neste caso, significa que os coeficientes de sensibilidade não são linearmente dependentes. Contudo, se $NC(A) \gg 1$, o sistema é mau condicionado, existe dependência linear entre os coeficientes de sensibilidade a qual impede a resolução do sistema de equações (Eqs 3.8).

O esquema da Fig. 3.1 resume o método de identificação utilizando-se a linearização de Gauss e um processo iterativo para a determinação dos índices de refração e de absorção.

No processo iterativo, a cada etapa, deve-se calcular os coeficientes de sensibilidade e as frações a incrementar a cada parâmetro. É possível também, a cada iteração, calcular o NC da matriz dos coeficientes de sensibilidade, de maneira a poder acompanhar e controlar o andamento do processo. Caso NC indique mau condicionamento do sistema, pode-se retardar o processo de marcha utilizando-se um parâmetro de relaxação γ_j a ser estimado e incorporado às frações $\Delta\beta_j$.

Para os cálculos das derivadas parciais, necessárias à obtenção dos coeficientes de sensibilidade, utiliza-se o cálculo das diferenças finitas. Para um dado parâmetro qualquer β_j , tem-se que:

$$\frac{\partial P_{ti}}{\partial \beta_j} = \frac{P_{ti}(\dots, \beta_j + \Delta\beta_j, \dots) - P_{ti}(\dots, \beta_j, \dots)}{\Delta\beta_j} \quad (3.13)$$

As frações $\Delta'\beta_j$ utilizadas no cálculo das derivadas parciais devem ser suficientemente pequenas para garantir uma boa precisão ao método de identificação e são diferentes dos incrementos $\Delta\beta_j$, utilizados durante o processo de marcha e definidos a partir do sistema de equações (Eqs. 3.8).

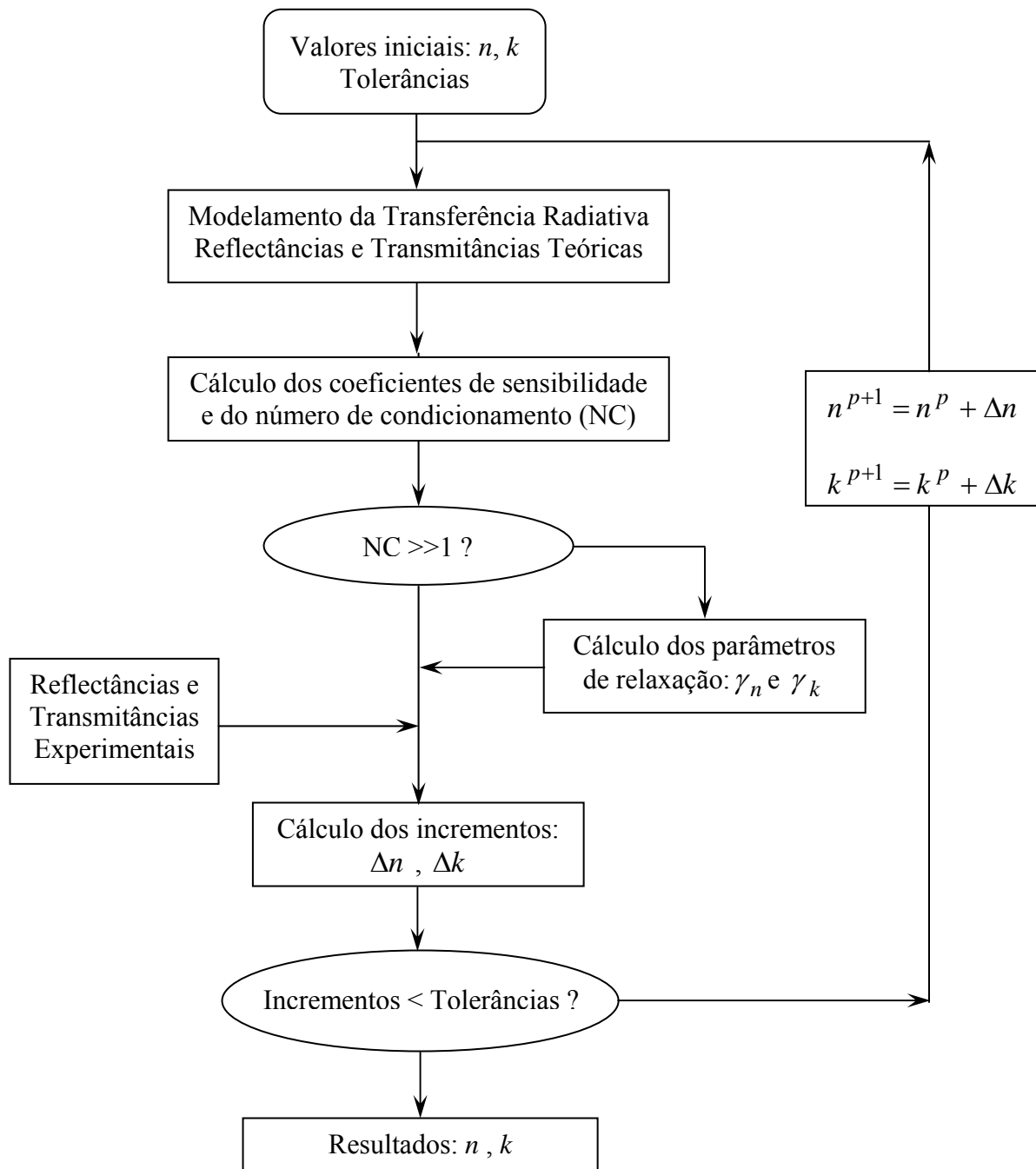


Figura 3.1 - Esquema numérico para determinação dos índices de refração n e de absorção k .

3.1.2 Análise de sensibilidade do modelo aplicado ao método R x T

Antes da implementação do método em questão, necessitou-se avaliar as possibilidades de obtenção da referida identificação. Primeiramente, calculou-se o número de condicionamento (NC) da matriz dos coeficientes de sensibilidade (Eqs. 3.8 e 3.9) para diversos valores de n , k e $\frac{\pi L}{\lambda_o}$. Utilizou-se para o referido cálculo o modelo matricial de transferência. A seguir são apresentados os gráficos de NC para uma camada coerente e incoerente.

Para o modelo coerente (Figs. 3.2, 3.3 e 3.4), os valores de NC são elevados com ordens de grandeza variando no intervalo de $[10^2; 10^5]$. Contudo, constata-se que para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = \frac{1}{k}$, os valores de NC são menores.

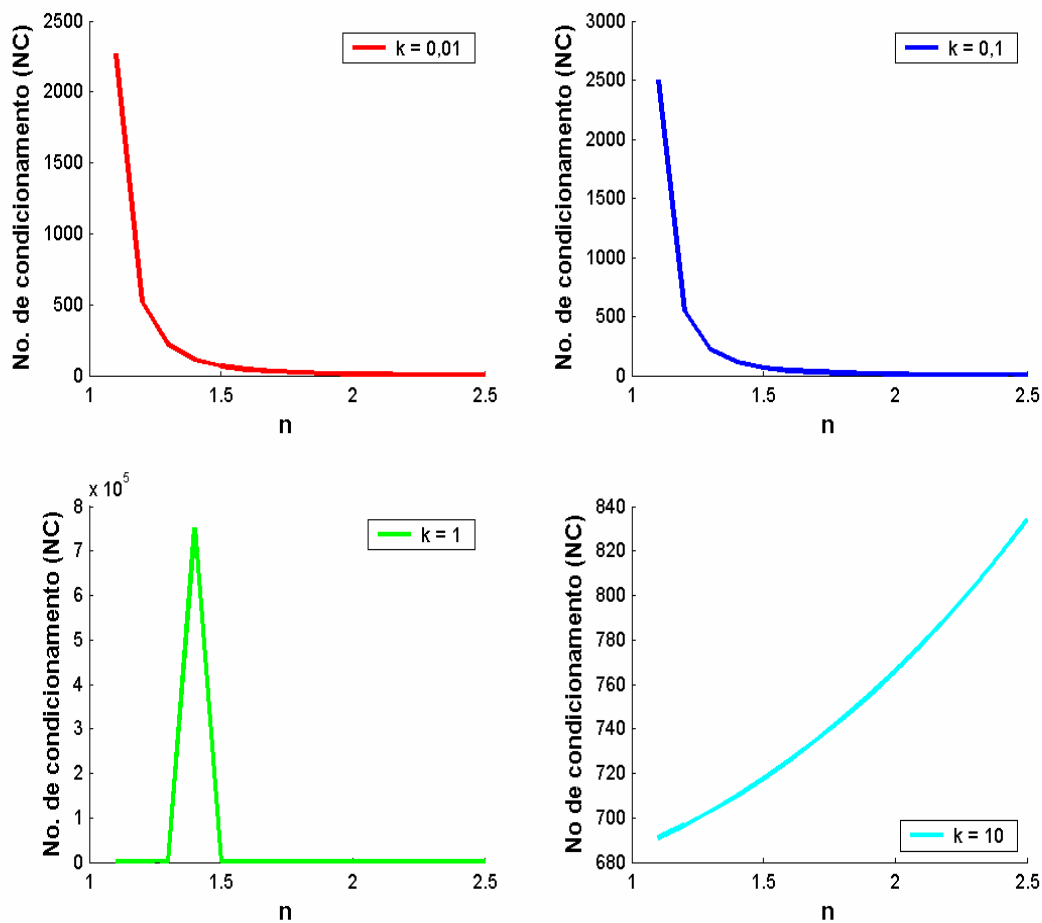


Figura 3.2 – Número de condicionamento para camada coerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$.

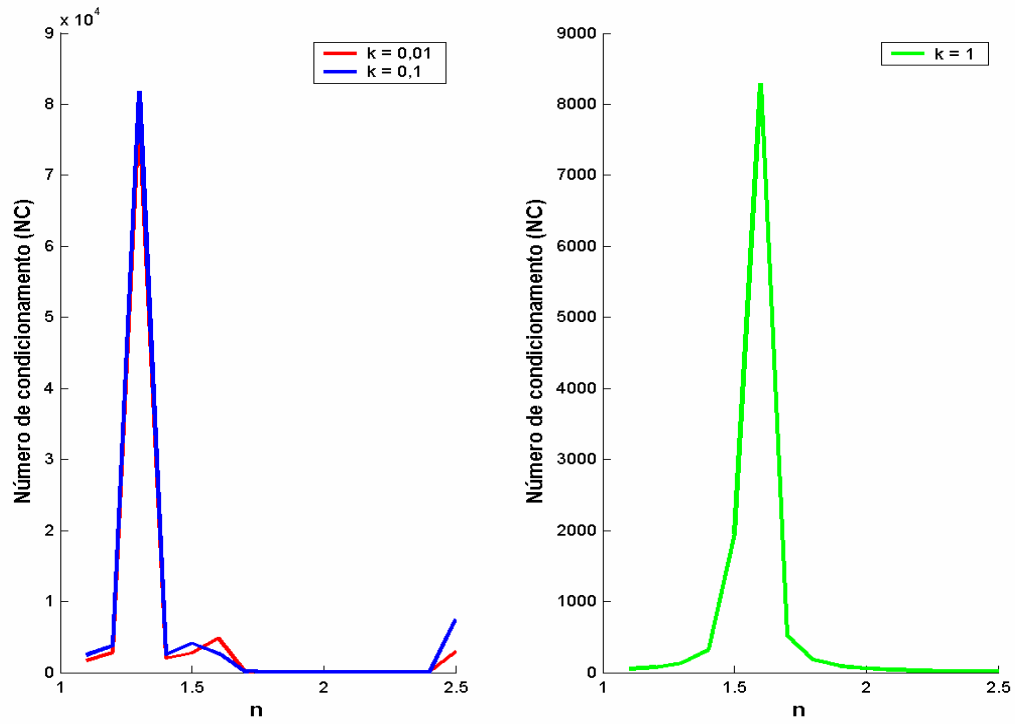


Figura 3.3 – Número de condicionamento para camada coerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$.

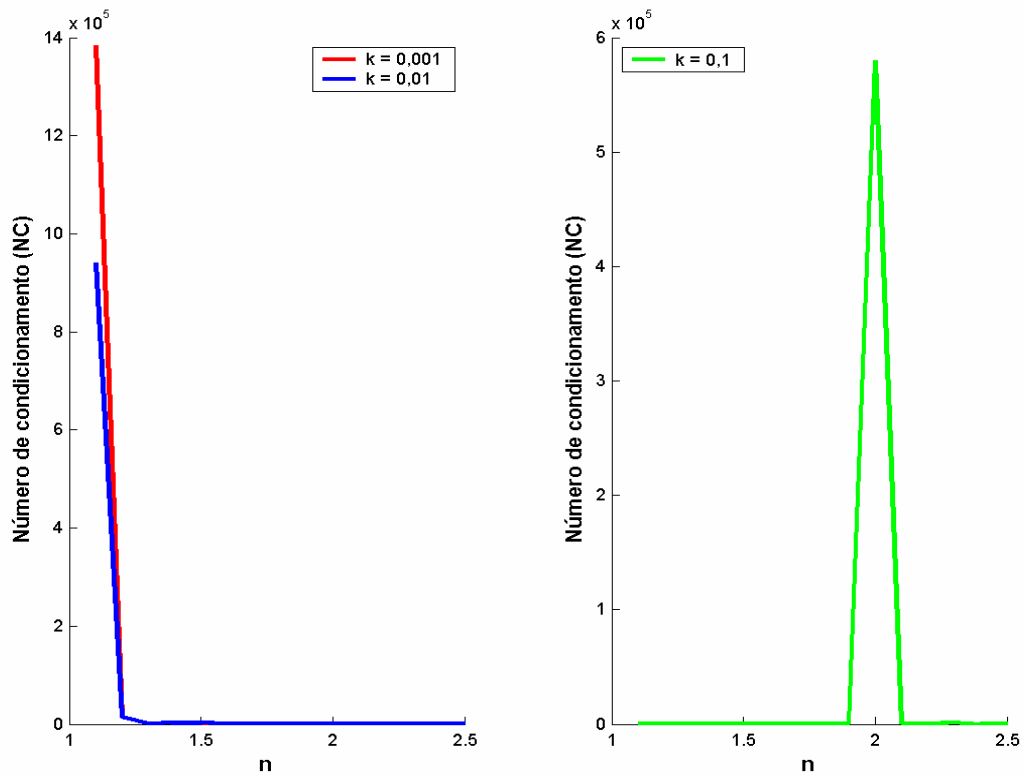


Figura 3.4 – Número de condicionamento para camada coerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

Para o modelo incoerente (Figs. 3.5, 3.6 e 3.7), as ordens de grandeza de NC variam no intervalo de $[10^0; 10^5]$ indicando que existem situações nas quais o correspondente sistema de equações (Eq. 3.8) será relativamente bem condicionado.

Na Fig. 3.5 ($\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$), nota-se que, quando $k = \left(\frac{\pi L}{\lambda_o}\right)^{-1}$, a ordem de grandeza de NC aumenta muito comparativamente àquela referente aos outros valores de k . Já nas Figs. 3.6 e 3.7 ($\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$ e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$, respectivamente), o inverso ocorre, isto é, a ordem de grandeza de NC decresce quando $k = \left(\frac{\pi L}{\lambda_o}\right)^{-1}$.

Com exceção do caso no qual $\frac{\pi L}{\lambda_o} = k = 1$ (Fig. 3.6), constata-se também que para um dado k , conforme n aumenta, NC diminui assintoticamente nas demais curvas.

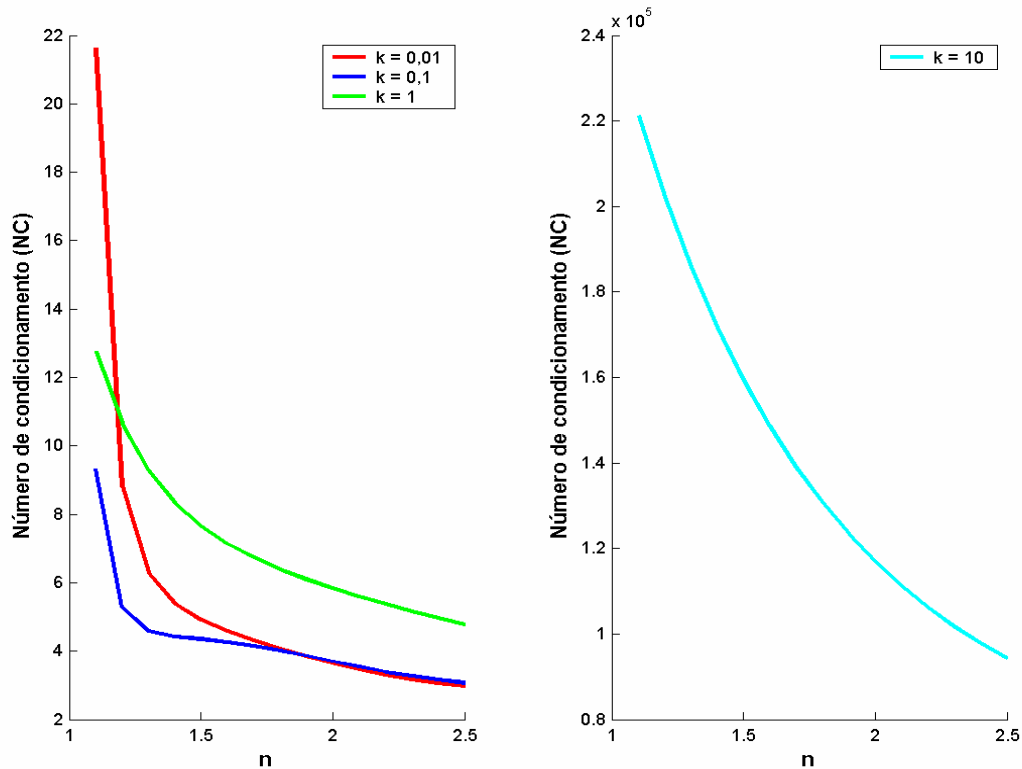


Figura 3.5 – Número de condicionamento para camada incoerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$.

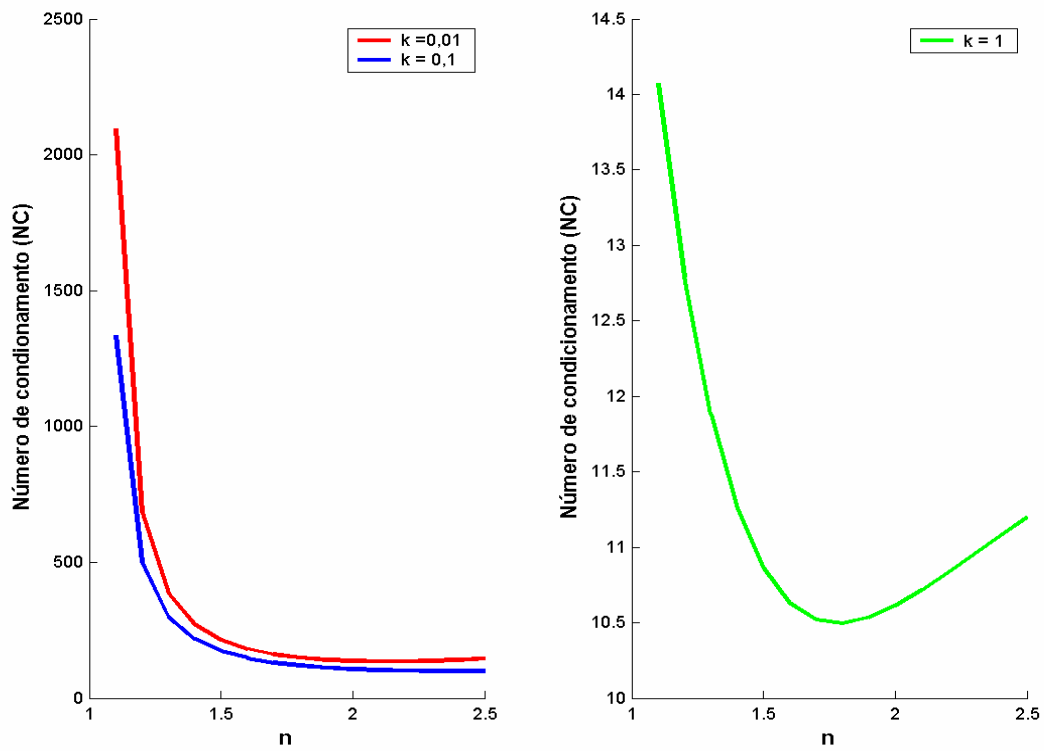


Figura 3.6 – Número de condicionamento para camada incoerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$.

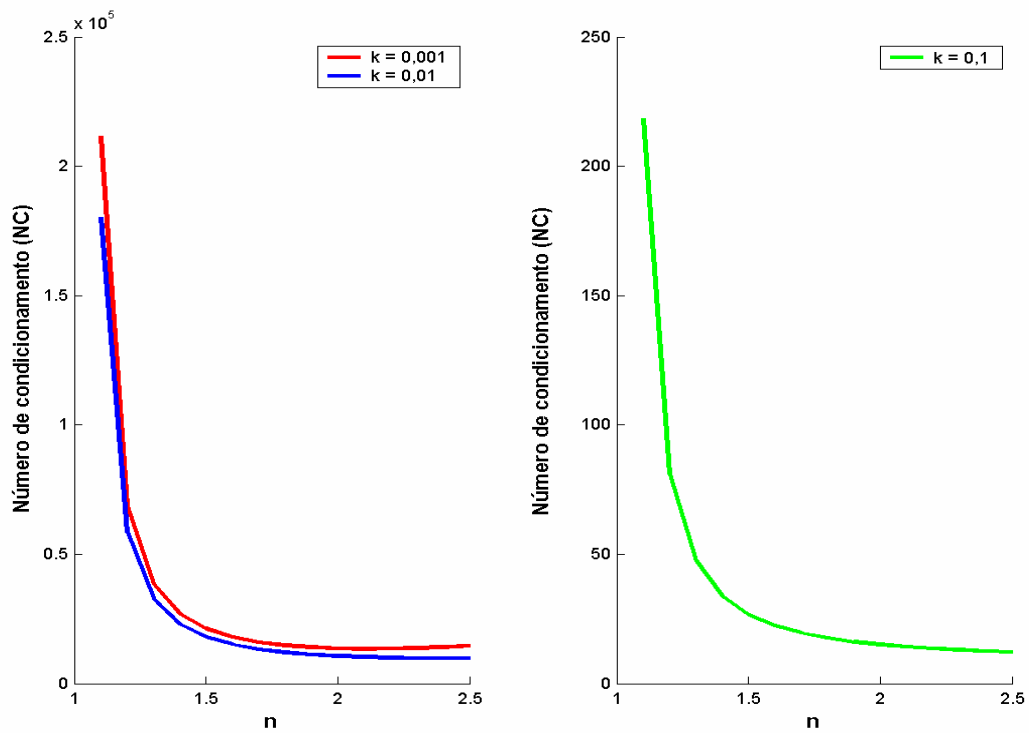


Figura 3.7 – Número de condicionamento para camada incoerente e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

Após a simulação do condicionamento do sistema de equações do processo de identificação, fez-se uma análise da sensibilidade do modelo escolhido em relação a cada um dos parâmetros envolvidos. Conforme realizada por Nicolau (1994), esta análise foi feita a partir da determinação de coeficientes de sensibilidade. Considerou-se o caso mais simples de uma única camada-meio no ar submetida à radiação.

Como descrito anteriormente, o modelo matricial de transferência aplicado a uma única camada calcula as propriedades radiativas da mesma: as reflectâncias e as transmitâncias espectrais e direcionais em função de dois parâmetros, ou seja, do índice de refração (n) e do índice de absorção (k) da camada. São ainda dados de entrada: o ângulo de incidência e o comprimento de onda da radiação incidente e a espessura da camada.

Denotando P_r como sendo as propriedades radiativas da camada (ou do sistema multicamadas) e representando-as em função dos parâmetros em questão tem-se:

$$P_r = P_r(n_i, k_i) \quad (3.14)$$

onde i = número de camadas do sistema multicamadas, considerado igual a 1 nesta análise.

Os coeficientes de sensibilidade são as derivadas parciais da função da Eq. 3.14 em relação a cada parâmetro. Denotando os parâmetros por β_j onde $j=1,2i$, os coeficientes de sensibilidade são dados por:

$$\frac{\partial P_r}{\partial \beta_j}(n_i, k_i) \quad (3.15)$$

Uma vez calculados, os coeficientes de sensibilidade fornecem a ordem de grandeza da influência dos parâmetros β_j sobre as reflectâncias e as transmitâncias direcionais espectrais da camada. Para o cálculo das derivadas parciais primeiras, as diferenças finitas são utilizadas:

$$\frac{\partial P_r}{\partial \beta_j} = \frac{P_r(..., \beta_j + \Delta\beta_j, ...) - P_r(..., \beta_j, ...)}{\Delta\beta_j} \quad (3.16)$$

O cálculo numérico dos coeficientes de sensibilidade foi feito para valores estimados dos parâmetros representativos dos materiais testados e o incremento $\Delta\beta_j$ foi estipulado em 0,1% de β_j .

Para facilitar a análise, os valores dos coeficientes de sensibilidade foram adimensionalizados em relação a cada parâmetro β_j e a cada respectiva propriedade radiativa (reflectância e transmitância).

$$\frac{\partial P_r}{\partial \beta_j} \Rightarrow \frac{\beta_j}{P_r} \frac{\partial P_r}{\partial \beta_j} \quad (3.17)$$

A seguir são apresentados os gráficos dos coeficientes de sensibilidade baseados inicialmente no modelo matricial coerente, e em seguida no modelo matricial incoerente. Cada gráfico corresponde a um dado valor da razão $\frac{\pi L}{\lambda_o}$. Este parâmetro foi escolhido porque as propriedades da camada são funções da razão $\frac{L}{\lambda_o}$, e não dos valores de L e λ_o separadamente. Contudo, as propriedades da camada não são independentes do comprimento de onda, visto que seus respectivos índices de refração e de absorção são funções espectrais.

3.1.2.1 Sensibilidade da Reflectância (R) e da Transmitância (T) em função de n para camada coerente

Considerando o modelo matricial coerente, as figuras que se seguem apresentam a reflectância, a transmitância e os correspondentes coeficientes de sensibilidade adimensionais de R e T ($\frac{n}{R} \frac{\partial R}{\partial n}$ e $\frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial n}$, respectivamente), em função de n e para alguns valores de k .

Para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$ (Fig. 3.8), a sensibilidade de R é grande, diminui com o aumento de n e de k . Os coeficientes positivos indicam que R aumenta quando n aumenta. Esta grande sensibilidade é devida ao fato de que, para o referido valor de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$, os valores de R são pequenos (ver também Figs 2.9; 2.11 e 2.13). No limite $\frac{\pi L}{\lambda_o} \rightarrow 0$, tem-se que $R \rightarrow 0$, $T \rightarrow 1$ e a radiação que atravessa a camada tende a não sofrer alteração. Então, para incrementos de n com valores próximos de 1, ocorrem grandes aumentos relativos de R. Esta tendência diminui para valores maiores de n .

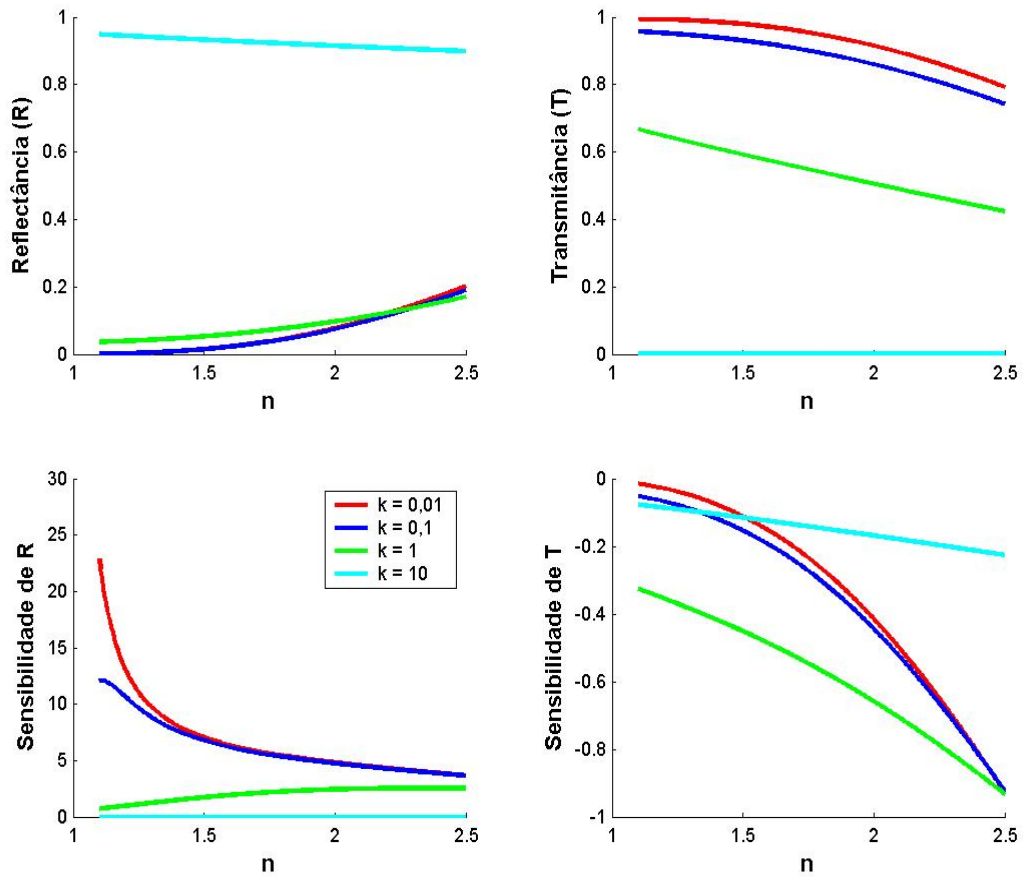


Figura 3.8 – Reflectância, Transmittância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$.

Para $\frac{\pi L}{\lambda_o} \geq 1$, constata-se que os coeficientes de sensibilidade de R e T oscilam, variando o seu sinal e que os seus respectivos valores absolutos são muito elevados (Figs. 3.9 e 3.10). Este comportamento é causado pelos ciclos de interferência construtiva e destrutiva que afetam os valores de R e T, quando se varia o índice de refração de uma camada pouco absorvedora. Na Fig. 3.9, por exemplo, o valor de n igual a $\frac{\pi}{2}$ corresponde ao menor valor alcançado por R para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$ (ver também Fig. 2.9).

Das Figs. 3.9 e 3.10, percebe-se que, conforme $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ aumenta, o número de ciclos de interferência e os valores extremos dos coeficientes aumentam. Deve-se ressaltar que os

valores de n para os quais os coeficientes de sensibilidade são nulos, correspondem aos valores de pico de R e T. Neste caso, o processo de identificação será mau condicionado.

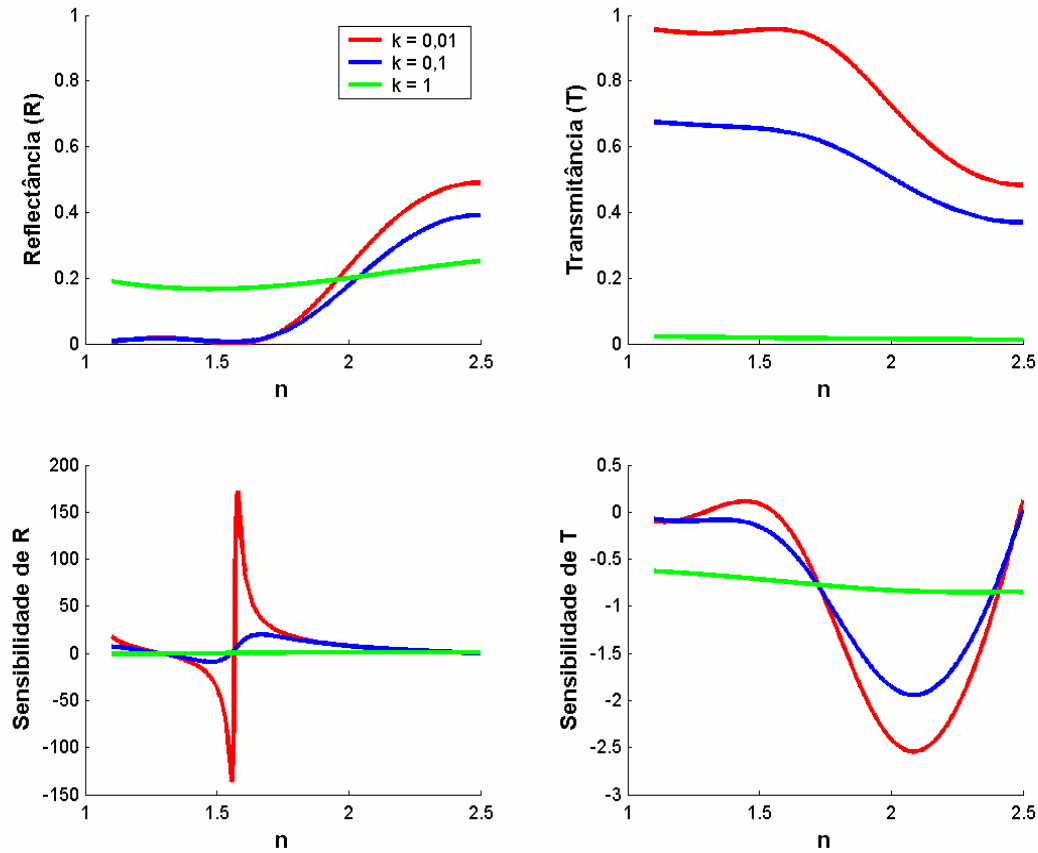


Figura 3.9 – Reflectância, Transmissão de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$.

A sensibilidade de R é maior, tanto quanto menor for k . De fato, conforme k aumenta, os raios são cada vez mais absorvidos no interior da camada e a interferência diminui. Assim, não ocorrem bruscas oscilações nos valores de R. Verifica-se ainda que, quando $\frac{1}{k}$ aproxima-se do valor de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$, os coeficientes de sensibilidade de R assumem valores próximos de zero para qualquer valor de n . Neste caso, o valor de R tende ao valor da refletividade de uma camada semi-infinita.

A sensibilidade de T em relação a n cresce com o aumento de n e diminui com o aumento de k , devido à maior absorção. Contudo, os coeficientes de T , apesar de serem elevados para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$, tem valores cuja ordem de grandeza é bem menor do que a dos coeficientes de R , podendo ser uma indicação de problemas na rotina de identificação.

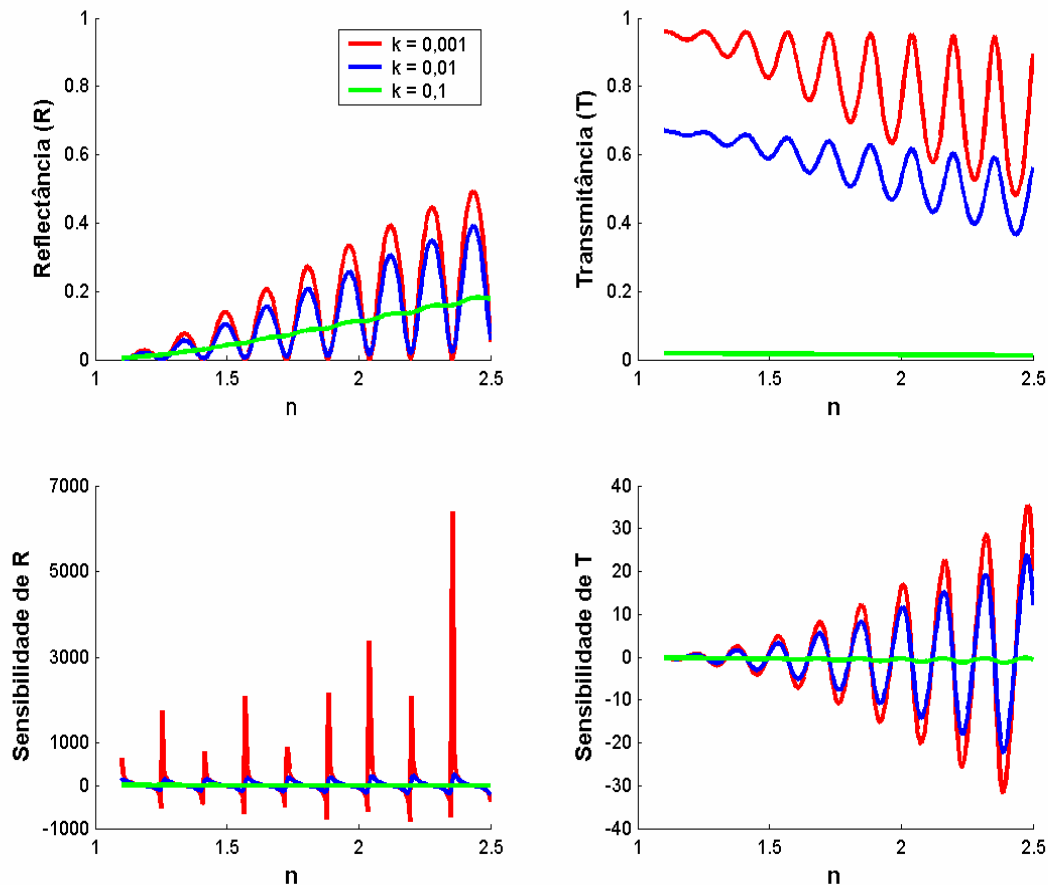


Figura 3.10 – Reflectância, Transmissão de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

Nos gráficos de sensibilidade de R das Figs. 3.9 e 3.10, constata-se uma grande diferença entre os valores absolutos de sensibilidade positiva e negativa. Este fato ocorre porque a reflectância, na média, aumenta com o aumento de n conforme mostrado nas referidas figuras. Esta tendência ocorre porque as derivadas positivas correspondentes aos valores maiores de R são maiores do que as derivadas negativas calculadas para valores menores de R . Assim, sendo normalizados, os coeficientes de sensibilidade positivos ficam maiores do que os negativos. Por outro lado, apesar da transmissão média diminuir com o aumento de n , a

normalização dos respectivos coeficientes, resulta numa quase simetria dos picos alternados de sensibilidade, observada no gráfico de sensibilidade de T da Fig. 3.10, sendo a sensibilidade positiva ligeiramente maior. Isto porque embora as derivadas negativas sejam maiores, elas correspondem a valores maiores de T , enquanto que as derivadas negativas são calculadas para valores menores de T .

Verifica-se que, quando não há interferência, a identificação de n estará dependente da precisão dos valores de T (pouco sensível a n – Fig. 3.8). Analisando-se, agora, somente os coeficientes de sensibilidade para o caso no qual ocorre interferência, pode-se concluir que, devido aos seus elevados valores, sobretudo para $\frac{\pi L}{\lambda_o} \geq 10$, há margem para desvios nos valores medidos de R e de T que não afetariam em demasia a identificação de n . Estes desvios aceitáveis são maiores para R (mais sensível). Contudo, verifica-se que, para certas situações, não existe um único par de valores de n e de k que corresponda a um dado par de valores de R e de T . Na Fig. 3.10 ($\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$), por exemplo, para $R \cong 0,3$ e $T \cong 0,45$, e considerando as respectivas curvas de $k \cong 0,01$, verifica-se que existe mais de um valor correspondente de n . Este fato também pode ser verificado nas Figs. 2.9 a 2.15.

Poderia-se pensar em limitar a identificação aos picos de interferência (por exemplo, poderia-se utilizar os máximos de R com os respectivos mínimos de T). Entretanto, além da sensibilidade nestes pontos ser igual a zero, exigindo medições exatas de R e de T , também são pontos nos quais, para valores do produto $\frac{\pi L}{\lambda_o} \times k$ muito pequenos, a atenuação, que é uma função exponencial, é a mesma para iguais valores do produto $\frac{\pi L}{\lambda_o} \times n$. Na Fig. 2.13 ($n = 2,3$), para $\frac{\pi L}{\lambda_o} \cong 0,8$, tem-se valores mínimos de R coincidentes para as diversas curvas no intervalo de valores de k igual a $[0,0001; 0,1]$.

Então, conclui-se que a identificação de n , utilizando-se o modelo matricial coerente em questão, não funcionará nas situações nas quais não houver correspondência biunívoca entre os pares de valores de (R, T) e os de (n, k) .

3.1.2.2 Sensibilidade da Reflectância (R) e da Transmitância (T) em função de k para camada coerente

Considerando o modelo matricial coerente, as figuras que se seguem apresentam a reflectância, a transmitância e os correspondentes coeficientes de sensibilidade adimensionais de R e T ($\frac{k}{R} \frac{\partial R}{\partial k}$ e $\frac{k}{T} \frac{\partial T}{\partial k}$, respectivamente) em função de k e para alguns valores de n .

A sensibilidade de R é relativamente pequena e fracamente dependente de n . Para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$ (Fig. 3.11), a sensibilidade de R é positiva para quase todo o intervalo considerado de k e diminui com o aumento de k e de n .

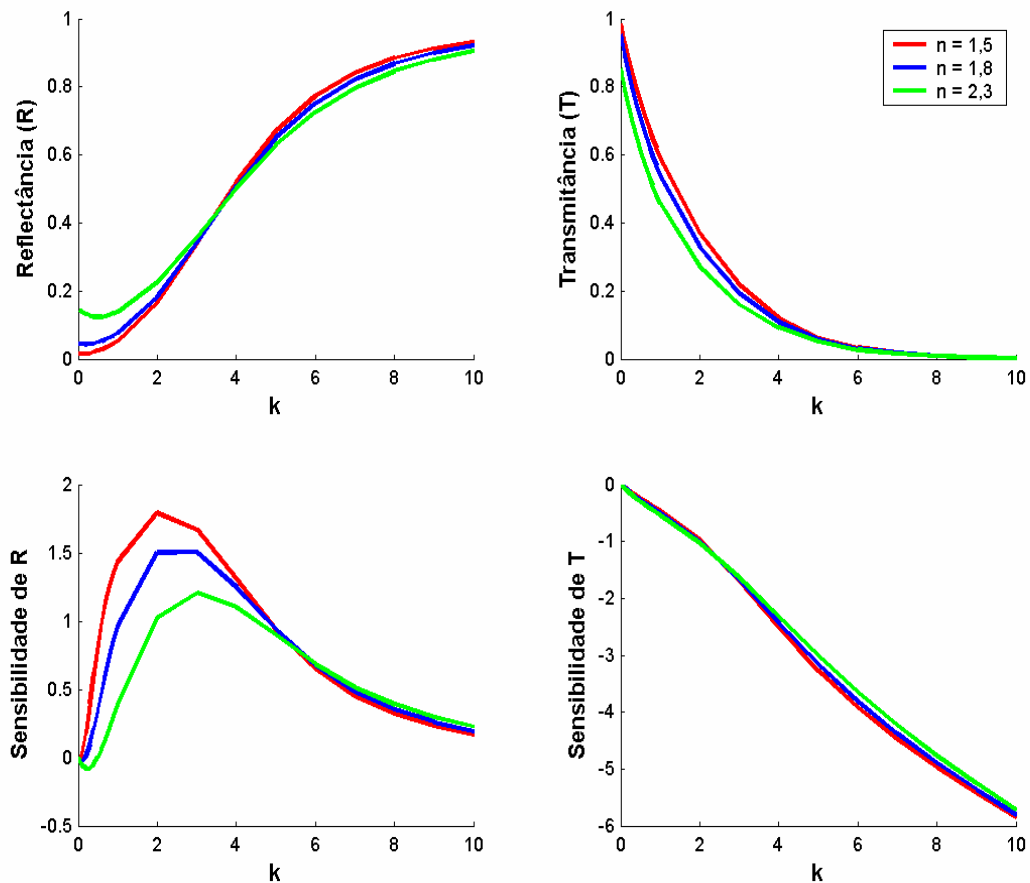


Figura 3.11 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$.

Para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$ (Fig. 3.12), ocorre mudança nos sinais dos coeficientes de R e para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$ (Fig. 3.13), estes coeficientes de sensibilidade são negativos já que a reflectância decresce com o aumento de k .

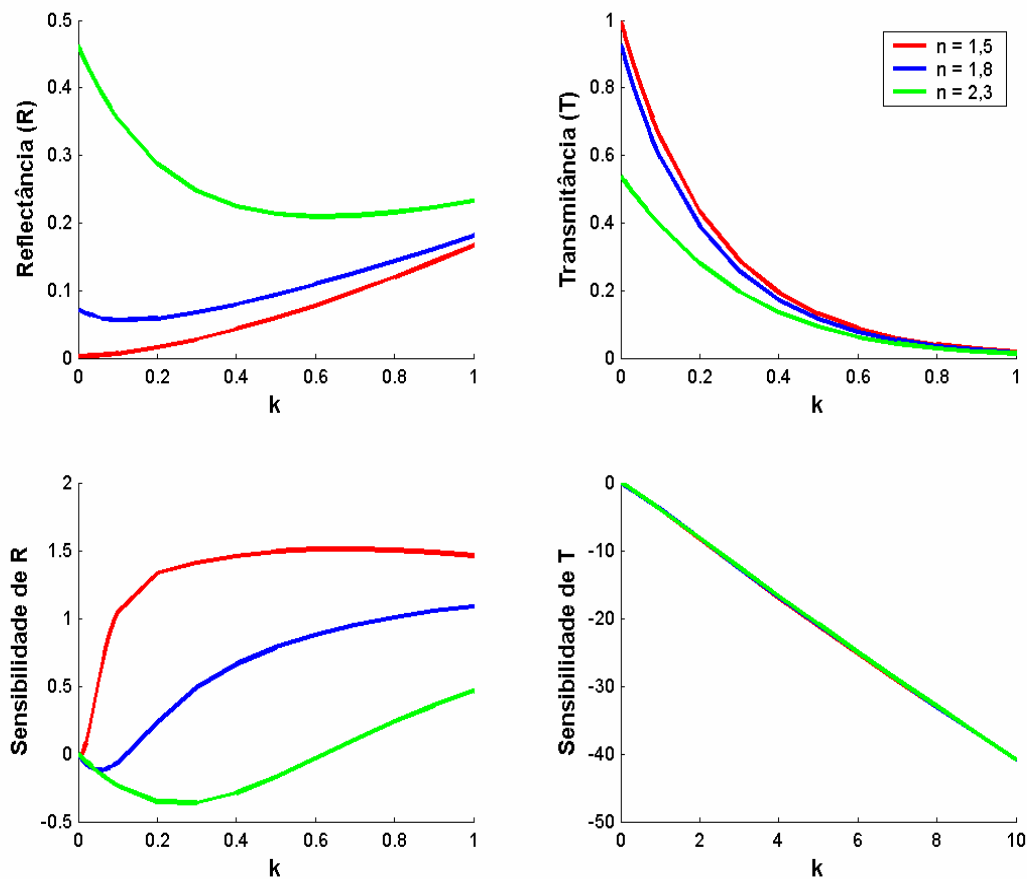


Figura 3.12 – Reflectância, Transmittância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$.

Das Figs. 3.11, 3.12 e 3.13, constata-se que os coeficientes de sensibilidade de T em relação a k são negativos porque aumentando-se k , a absorção é maior, resultando em menor transmissão de radiação através da camada e são independentes de n . A sensibilidade de T é uma função quase linear de k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 0,1$ e linear para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 1$ e $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

Da análise dos coeficientes de sensibilidade apresentados nas Figs. 3.11 a 3.13, pode-se concluir que, para o modelo matricial coerente em questão, a identificação de k será mau

condicionada devido às pequenas sensibilidades de R e de T, esta última, para valores pequenos de $\frac{\pi L}{\lambda_o}$.

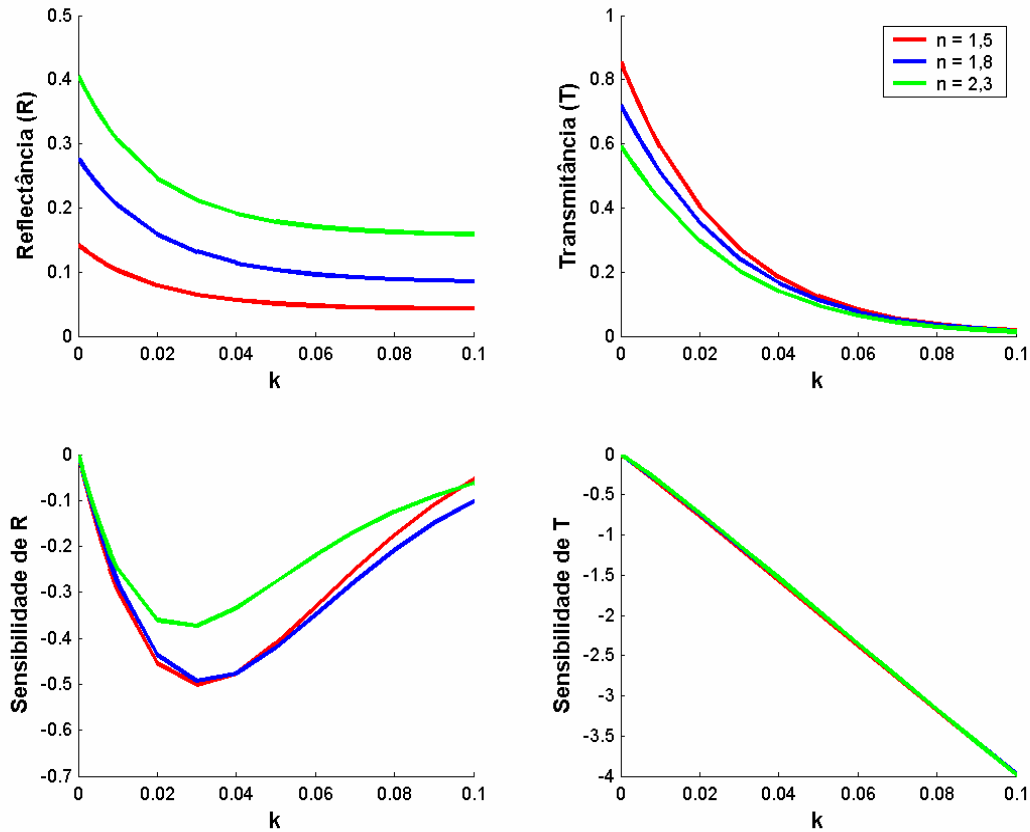


Figura 3.13 – Reflectância, Transmitância de uma camada coerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

3.1.2.3 Sensibilidades da Reflectância (R) e da Transmitância (T) para camada incoerente

Para uma camada incoerente, a variação do parâmetro $\frac{\pi L}{\lambda_o}$ é irrelevante na análise de sensibilidade de R e T ($\frac{n}{R} \frac{\partial R}{\partial n}$ e $\frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial n}$, respectivamente), em função de n . A Fig. 3.14 representa o comportamento das referidas sensibilidades. Neste caso, a sensibilidade de R é positiva, elevada e diminui com o aumento de n . Já a sensibilidade de T é muito pequena, negativa e quase independente de n .

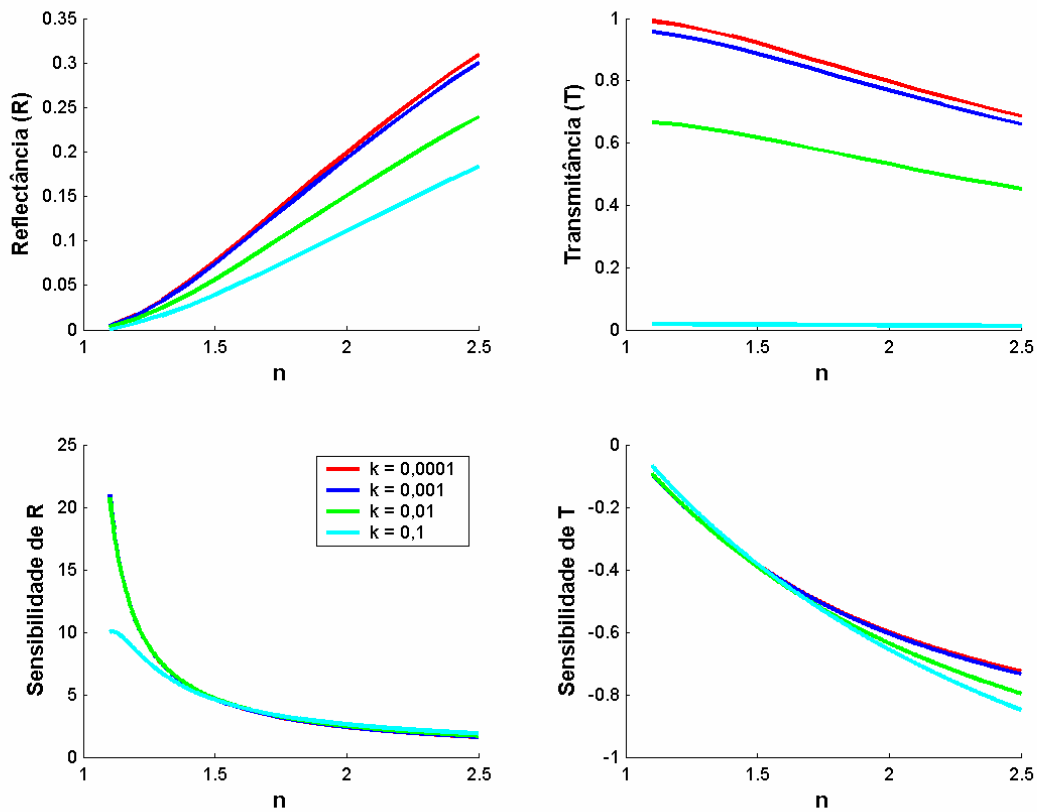


Figura 3.14 – Reflectância, Transmitância de uma camada incoerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração n para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

Em relação a k , as sensibilidades de R e T ($\frac{k}{R} \frac{\partial R}{\partial k}$ e $\frac{k}{T} \frac{\partial T}{\partial k}$, respectivamente), pouco variam ou não variam com $\frac{\pi L}{\lambda_o}$. A Fig. 3.15 apresenta o comportamento típico das referidas sensibilidades e é semelhante à Fig. 3.13. A sensibilidade de R é muito pequena e pouco dependente de n . A sensibilidade de T é negativa e elevada.

Do acima exposto, para uma camada incoerente, somente R é sensível a n e somente T é sensível a k . Conclui-se, então, que a identificação correta dos índices de refração e de absorção, n e k respectivamente, dependerá de uma boa precisão nos valores experimentais de R e de T .

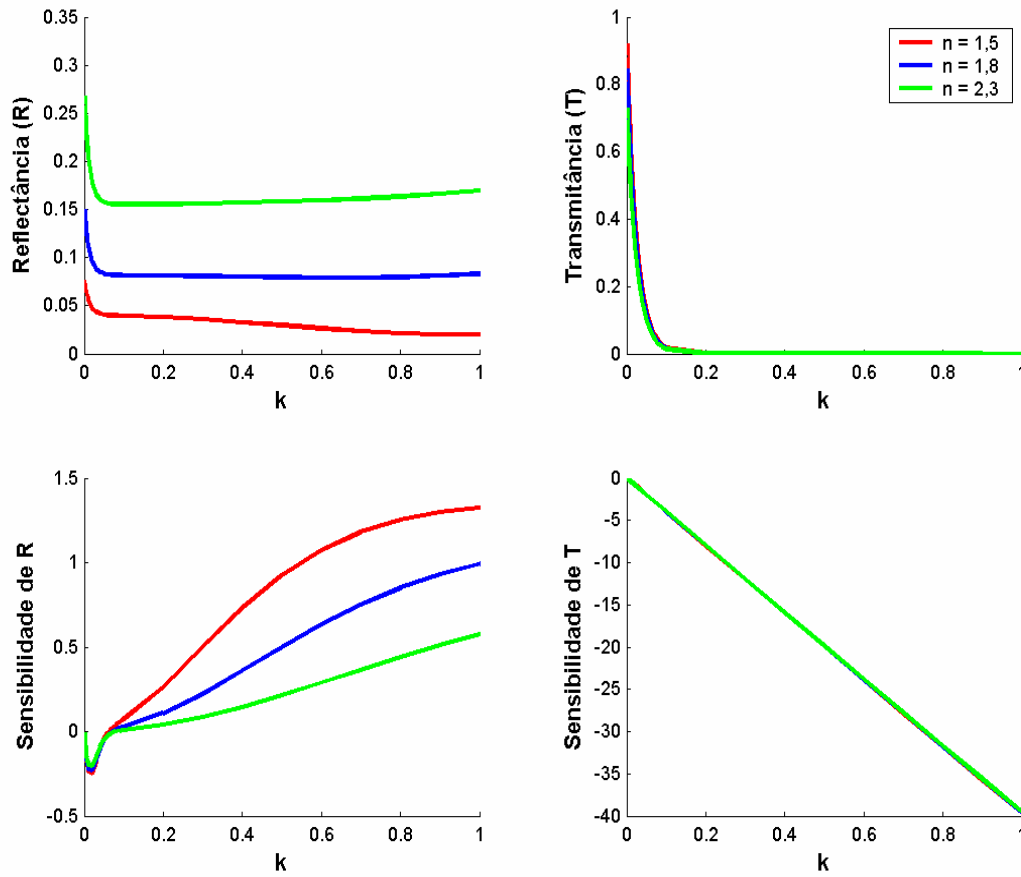


Figura 3.15 – Reflectância, Transmitância de uma camada incoerente e seus respectivos coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de absorção k para $\frac{\pi L}{\lambda_o} = 10$.

3.1.3 Método de identificação T x T

Neste método, também com o auxílio da bancada experimental (item 3.2), as transmitâncias de duas amostras com duas espessuras diferentes (L_1 e L_2) são medidas à incidência normal e são denotadas por T_{e1} e T_{e2} , respectivamente.

A amostra, neste caso, é constituída de uma única camada incoerente (opticamente espessa) no ar. O modelo “net-radiation” deve ser então utilizado na identificação. Das Eqs. 2.29 e 2.40, as transmitâncias, ditas teóricas, são calculadas a partir das seguintes expressões:

$$T_{t1} = \frac{\exp(-aL_1)(1 - \rho^2)}{1 - \rho^2 \exp(-2aL_1)} \quad (3.18)$$

$$T_{t2} = \frac{\exp(-aL_2)(1 - \rho^2)}{1 - \rho^2 \exp(-2aL_2)} \quad (3.19)$$

A espessura óptica aL_2 é igual a aL_1 (espessura da camada mais fina) multiplicada pela razão entre as espessuras das amostras $\frac{L_2}{L_1}$. O objetivo então é determinar ρ e aL_1 da camada de interesse, de maneira a minimizar uma dada função F , Eq. 3.20, que representa a soma dos quadrados das diferenças entre os valores teóricos e experimentais das transmitâncias.

$$F(\rho, aL_1) = \sum_{i=1}^2 [T_{ti}(\rho, aL_1) - T_{ei}]^2 \quad (3.20)$$

Da mesma forma que no ítem 3.1.1, o método de Gauss foi utilizado para minimizar a função F . O referido método, neste caso, utiliza as derivadas parciais de cada transmitância em relação a cada variável (ρ e aL_1) e os incrementos sobre as variáveis necessários para reduzir o erro quadrático entre as transmitâncias teóricas e experimentais (função F). Estas derivadas parciais, que são os coeficientes de sensibilidade, são consideradas nulas e foram determinadas como no ítem 3.1.1.

O seguinte sistema de duas equações e duas incógnitas é obtido (o expoente p é relativo à iteração):

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{\partial T_{t1}}{\partial \rho}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{t2}}{\partial \rho}\right)^2 & \left(\frac{\partial T_{t1}}{\partial \rho}\right)\left(\frac{\partial T_{t1}}{\partial aL_1}\right) + \left(\frac{\partial T_{t2}}{\partial \rho}\right)\left(\frac{\partial T_{t2}}{\partial aL_1}\right) \\ \left(\frac{\partial T_{t1}}{\partial \rho}\right)\left(\frac{\partial T_{t1}}{\partial aL_1}\right) + \left(\frac{\partial T_{t2}}{\partial \rho}\right)\left(\frac{\partial T_{t2}}{\partial aL_1}\right) & \left(\frac{\partial T_{t1}}{\partial aL_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{t2}}{\partial aL_1}\right)^2 \end{bmatrix}^p \begin{bmatrix} \Delta \rho \\ \Delta aL_1 \end{bmatrix}^{p+1} = - \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^2 (T_{ti} - T_{ei}) \left(\frac{\partial T_{ti}}{\partial \rho}\right) \\ \sum_{i=1}^2 (T_{ti} - T_{ei}) \left(\frac{\partial T_{ti}}{\partial aL_1}\right) \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

A resolução deste sistema fornece os incrementos $\Delta \rho$ e ΔaL_1 a acrescentar a cada variável, a cada iteração. O termo fonte, à direita, contém as diferenças entre os valores teóricos e experimentais e são estas diferenças que vão guiar o processo iterativo até a convergência. A matriz à esquerda é formada inteiramente a partir dos coeficientes de sensibilidade, e deve ser bem condicionada para que a procura dos parâmetros seja possível.

Ao final do processo de minimização de F , obtém-se os valores desejados de ρ e aL_1 . Da inversão da definição do coeficiente de absorção a , determina-se o índice de absorção do material do substrato (Eq. 3.22).

$$k = \frac{a\lambda_o}{4\pi} \quad (3.22)$$

Da substituição da Eq. 2.16 na Eq. 2.23 e considerando a incidência normal e o ar como meio transmissor, a reflectividade pode ser calculada pela Eq. 3.23:

$$\rho = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (3.23)$$

Da inversão da Eq. 3.23, o índice de refração do meio considerado é então determinado pela expressão abaixo:

$$n = \frac{1+\rho}{1-\rho} + \left[\frac{4\rho}{(1-\rho)^2} - k^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.24)$$

3.1.4 Análise de sensibilidade do modelo aplicado ao método T x T

Realizou-se uma análise de sensibilidade em relação a cada um dos parâmetros envolvidos do modelo numérico em questão. Esta análise foi também feita a partir da determinação de coeficientes de sensibilidade. Considerou-se o caso de amostras de uma única camada de diferentes espessuras no ar submetidas à radiação com incidência normal.

Como visto no item anterior, as transmitâncias calculadas a partir das Eqs.3.18 e 3.19 estão em função de dois parâmetros: ρ e aL_1 .

$$T_{ii} = T_{ii}(\rho, aL_1) \quad (3.25)$$

onde $i = 2$ (número de amostras).

A refletividade ρ é calculada a partir das equações de Fresnel (Eqs 2.16; 2.17; 2.23 e 2.24), o coeficiente de absorção é calculado pela Eq. 2.29 e L_1 é conhecido. São ainda dados de entrada: o índice de refração n , o índice de absorção k , o comprimento de onda da radiação no vácuo λ_o e a razão geométrica entre as espessuras das amostras $\frac{L_2}{L_1}$ (considerada nesta análise igual a 2).

Os coeficientes de sensibilidade são as derivadas parciais da função da Eq. 3.25 em relação a cada parâmetro:

$$\frac{\partial T_{ii}}{\partial \rho} \text{ e } \frac{\partial T_{ii}}{\partial aL_1} \quad (3.26)$$

Estes coeficientes fornecem a ordem de grandeza da influência de ρ e aL_1 sobre as transmitâncias da camada à incidência normal. Foram determinados utilizando-se a técnica das diferenças finitas:

$$\frac{\partial T_{ii}}{\partial \rho} = \frac{T_{ii}(\rho + \Delta\rho) - T_{ii}(\rho)}{\Delta\rho} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial T_{ii}}{\partial aL_1} = \frac{T_{ii}(aL_1 + \Delta aL_1) - T_{ii}(aL_1)}{\Delta aL_1} \quad (3.28)$$

O cálculo numérico dos coeficientes de sensibilidade foi feito para valores estimados dos parâmetros representativos dos materiais testados e o incremento $\Delta\rho$ e ΔaL_1 foi estipulado em 0,1% de ρ e aL_1 , respectivamente. Para simplificar a análise, os valores dos coeficientes de sensibilidade foram adimensionalizados em relação a cada parâmetro e a cada respectiva transmitância.

$$\frac{\rho}{T_{ii}} \frac{\partial T_{ii}}{\partial \rho} \text{ e } \frac{aL_1}{T_{ii}} \frac{\partial T_{ii}}{\partial aL_1} \quad (3.29)$$

As figuras a seguir apresentam as curvas de sensibilidade das transmitâncias em relação a ρ e aL_1 . A influência de ρ sobre as transmitâncias T_1 e T_2 é a mesma e é mostrada na Fig. 3.16, indicando dependência linear entre as transmitâncias. Esta influência é maior para maiores valores de n , contudo é muito pequena e independe dos valores de k .

A Fig. 3.17 apresenta a sensibilidade de T_1 e de T_2 em relação a aL_1 . A sensibilidade é muito pequena em ambos os casos. Quanto maior a espessura óptica, a respectiva influência sobre as transmitâncias aumenta. Na Fig. 3.18, percebe-se uma boa sensibilidade para substratos absorvedores.

As sensibilidades negativas das Figs. 3.16 a 3.18 indicam que as transmitâncias diminuem quando ρ e/ou aL_1 aumentam.

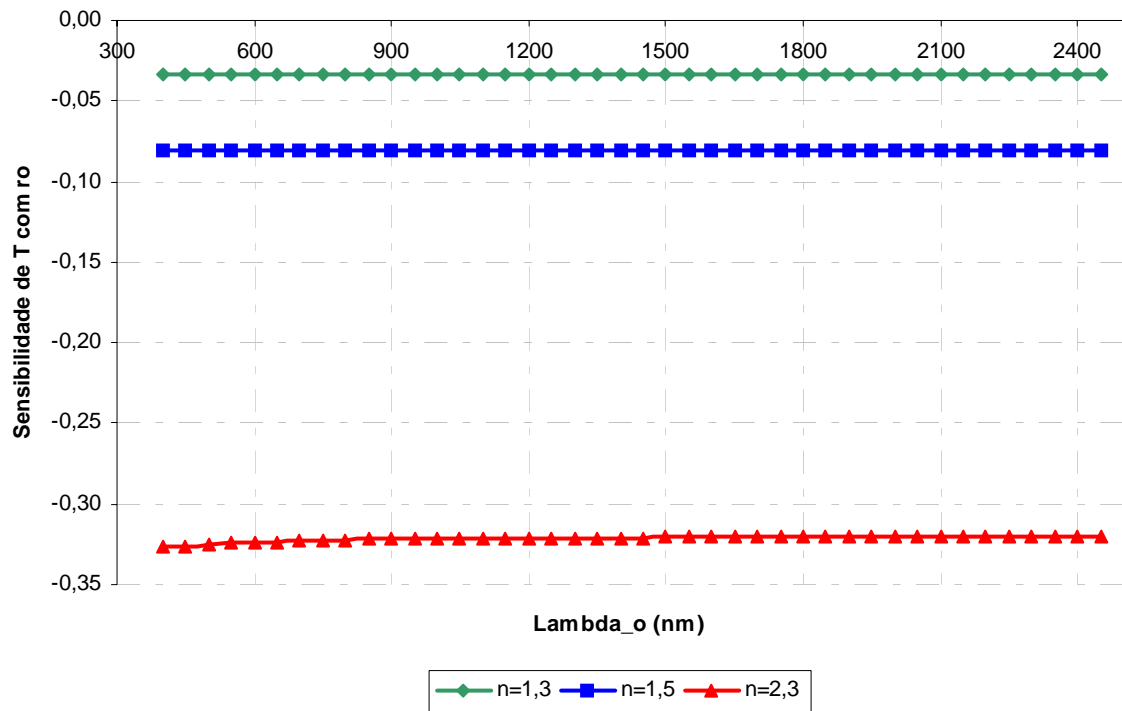


Figura 3.16 - Sensibilidade das Transmitâncias em relação à refletividade ρ .

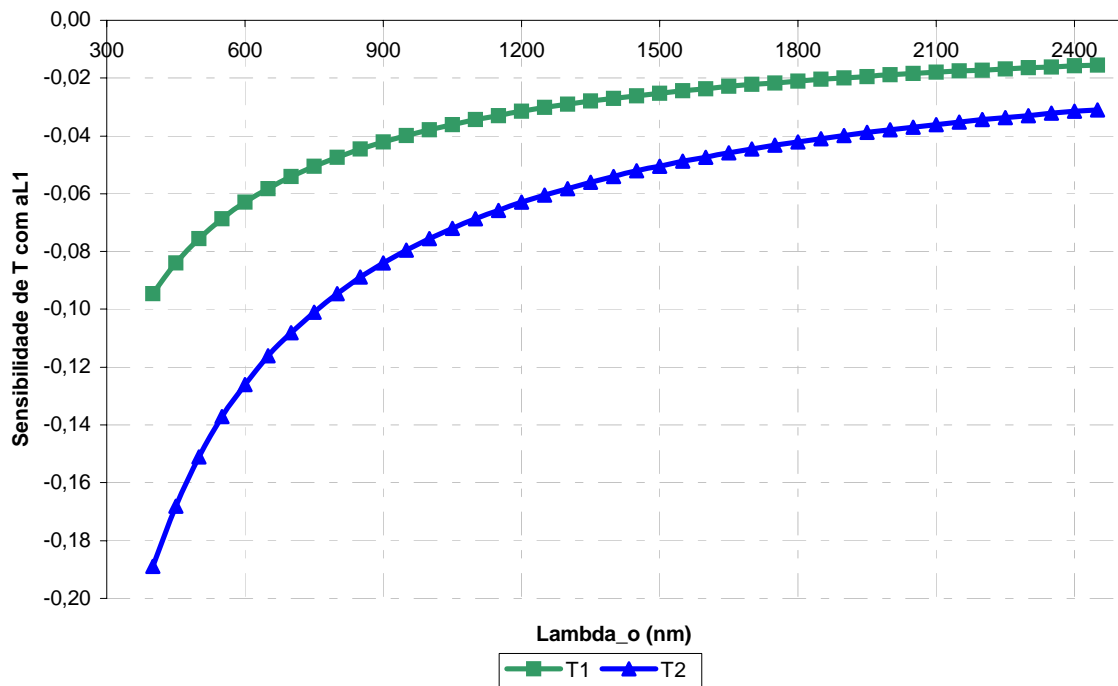


Figura 3.17 - Sensibilidade de T_1 e T_2 em relação à espessura óptica aL_1 ($n = 1,5$ e $k = 0,000001$).

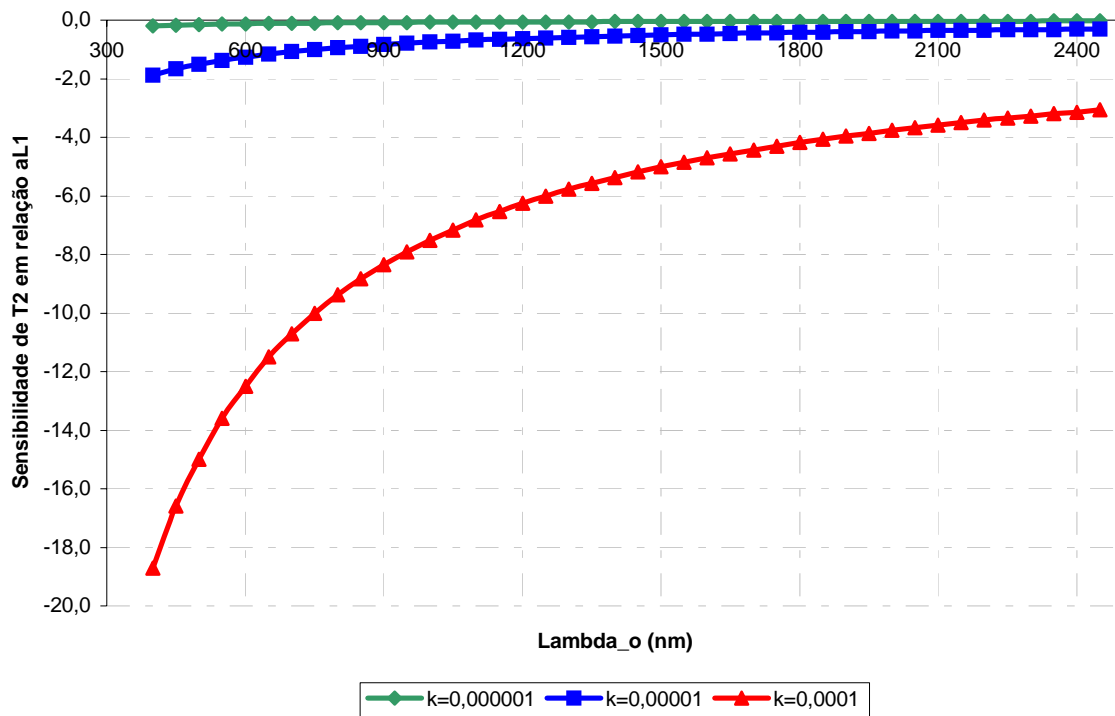
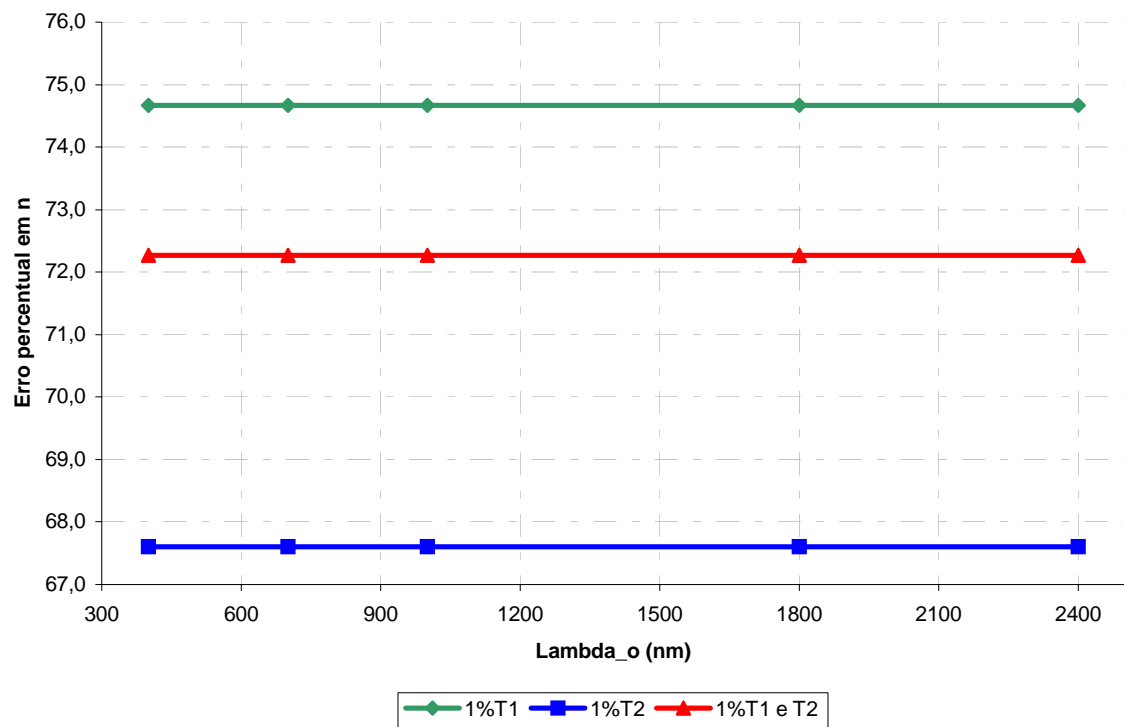
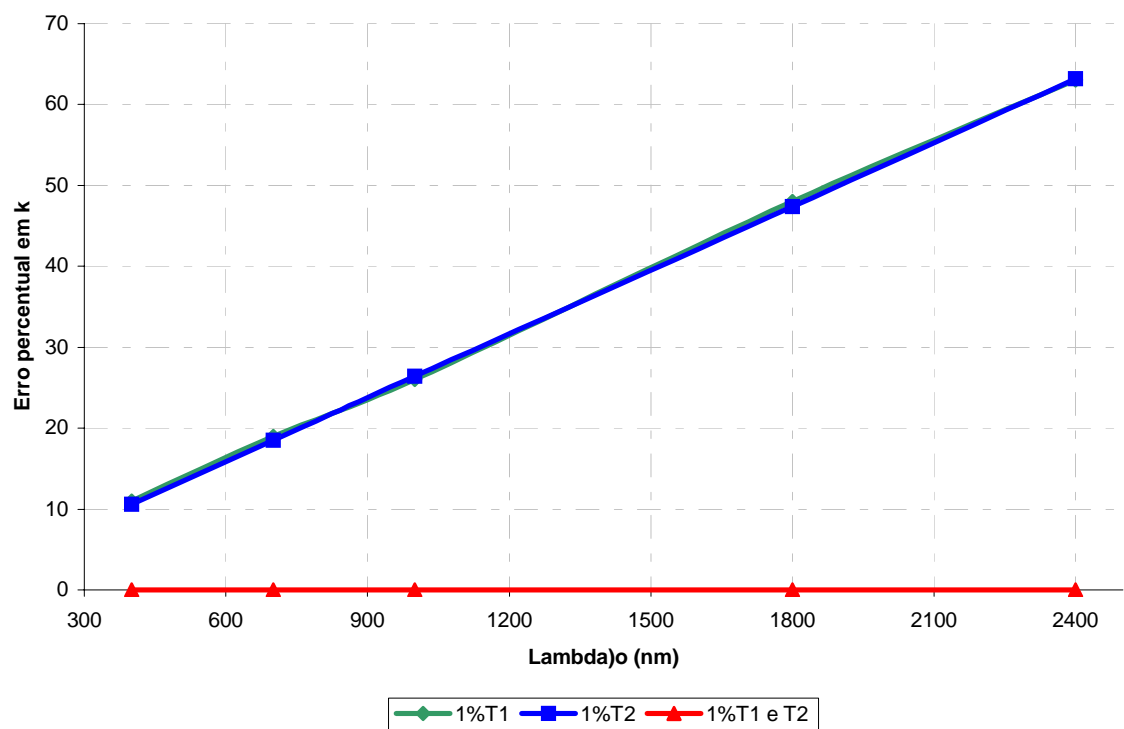


Figura 3.18 - Sensibilidade de T_2 em relação à espessura óptica aL_1 para diferentes índices de absorção k ($n = 1,5$).

Para complementar a análise acima, realizou-se uma estimativa do erro em n e em k para imprecisões em T_1 e T_2 de 1%. As Figs. 3.19 e 3.20 apresentam os erros percentuais nos índices de refração e de absorção de uma camada com $n = 1,5$ e $k = 0,000001$.

Dos resultados mostrados, constata-se que o método T x T amplia em demasia o erro em n (Fig. 3.19). Como mostrado na Fig. 3.20, o erro em k também é bastante ampliado para materiais dielétricos imperfeitos. Apesar da simplicidade experimental do método T x T, ele não é adequado à identificação dos índices de refração e de absorção, pois é insensível a n e a baixos valores de k , conforme constatado nas análises de sensibilidade e de erros.

Figura 3.19 – Erro percentual no índice de refração n para o modelo T x T.Figura 3.20 - Erro percentual no índice de absorção k para o modelo T x T.

3.2 Bancada Experimental

3.2.1 Apresentação da bancada experimental

As Figs. 3.21, 3.22 e 3.23 apresentam a bancada experimental utilizada neste trabalho. Das referidas figuras, pode-se identificar seus principais componentes, do fabricante Oriel:

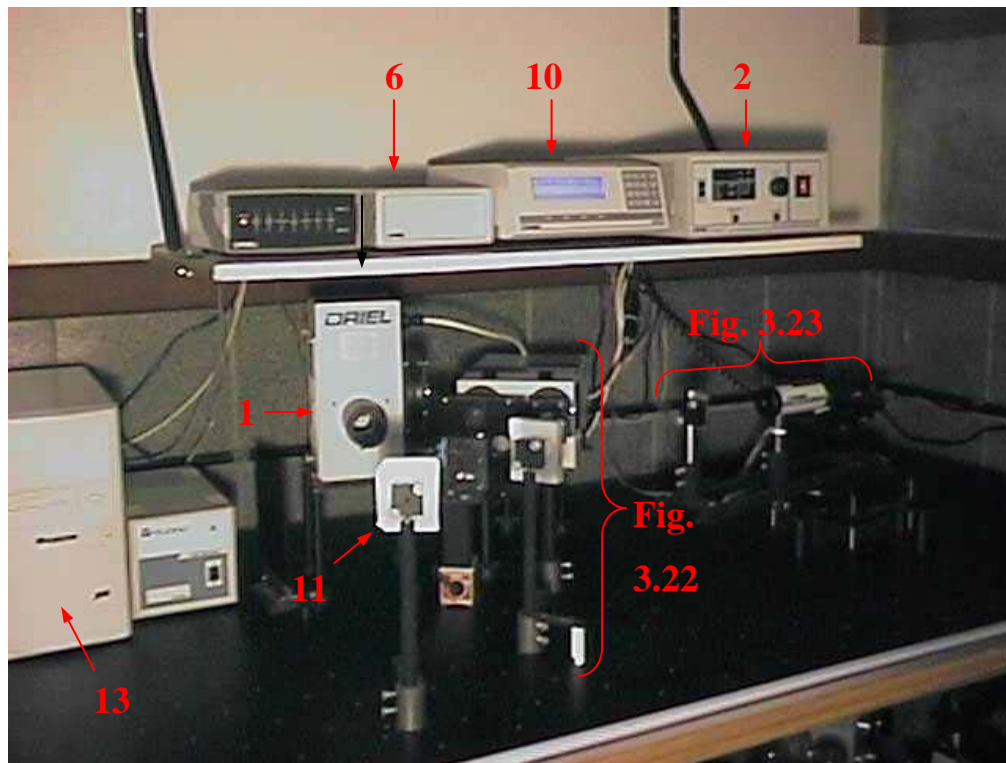


Figura 3.21 – Bancada Experimental

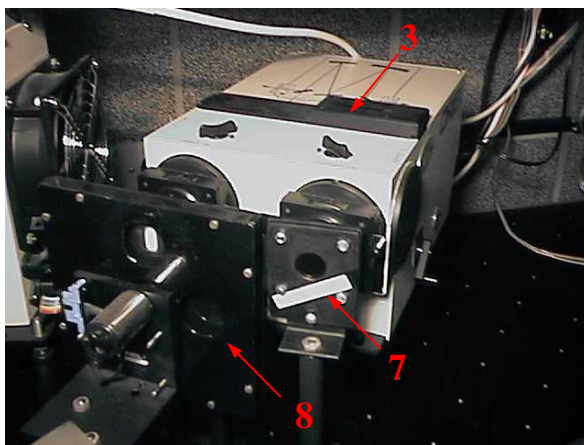


Figura 3.22 – Filtro e modulador na saída do monocromador

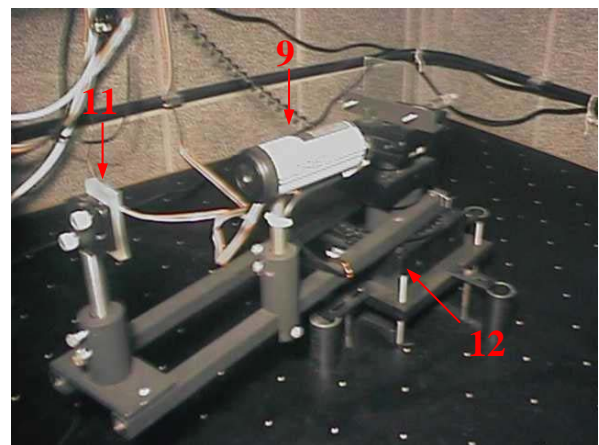


Figura 3.23 – Detector e espelho esférico na posição de medição de reflectância

1 – Fonte de radiação – equipada com lâmpada halogênea, filamento de tungstênio.

2 – Fonte estabilizada – Modelo 68831. Fornece corrente contínua (DC) estável, garantindo o funcionamento adequado da fonte de radiação. Permite monitorar a corrente, a voltagem, a potência e o tempo de funcionamento da lâmpada.

3 – Monocromador - Model 77200. O funcionamento do monocromador é baseado no uso de redes de difração intercambiáveis (item 4), que dispersam e separam a radiação incidente sobre as mesmas, em diversos comprimentos de onda, através de interferência construtiva. A configuração óptica do monocromador é mostrada na Fig. 3.24. A abertura de entrada e o espelho colimador (E1) fixam a direção do raio que atinge a rede de difração. O espelho focalizador (E2) e a abertura de saída fixam a direção de saída. Desta maneira, uma dada posição da rede de difração resulta, na saída do monocromador, em um feixe de radiação com determinada banda espectral ($\lambda \pm \Delta\lambda$). A banda passante e a potência monocromática disponível na saída do monocromador podem ser ajustadas variando as larguras das aberturas de entrada e de saída. Cada rede de difração corresponde a uma faixa espectral específica (ver Tabela 3.2). A varredura automática sobre a faixa espectral de cada rede de difração é feita através de um motor de passo (item 5), que é responsável pelo movimento de rotação da rede de difração. Esta varredura é controlada por um “driver” (item 6). A Tabela 3.1 apresenta algumas especificações do monocromador.

Tabela 3.1 – Especificações técnicas do monocromador modelo 77200 *

Distância focal	250 mm
Abertura efetiva	f/4,4
Faixa espectral de utilização	180 nm a 24 μ m com redes de difração intercambiáveis
Resolução	0,1 nm (10 μ m x 2 mm de abertura)

* com rede de difração de 1200 linhas/mm

4 - Redes de difração – Modelos: 77233; 77235; 77236; 77237 e 77244. Cada rede de difração tem sua faixa espectral de utilização (ver Tabela 3.2). Cada posição da rede de difração no monocromador corresponde à radiação num dado comprimento de onda desejado λ . Contudo, também passa pela saída do monocromador, radiação em comprimentos de onda submúltiplos de λ . Esta radiação indesejada é eliminada através de filtros (item 7).

Tabela 3.2 – Especificações técnicas das redes de difração

Modelo	Densidade de linhas (linhas/mm)	Comprimento de onda de maior eficiência	Faixa espectral de utilização
77233	200	350 nm	200 – 1200 nm
77235	300	2 μm	1,1 – 4,8 μm
77236	150	4 μm	2,5 – 9,6 μm
77237	75	7 μm	4,5 – 19,2 μm
77244	200	1 μm	0,6 – 2,2 μm

5 – Motor de passo – Modelo 77228. É um motor de passo unipolar de 4 fases. Um passo é igual a 0,1 nm para redes de difração com densidade 1200 linhas/mm. Para outras redes de difração, o passo corresponderá ao produto entre o valor de 0,1 nm e a razão entre as seguintes densidades: 1200 l/mm e a densidade de linhas da rede considerada.

6 – “Driver” do monocromador – Modelo 20040. É responsável pela comunicação entre o computador e o motor de passo instalado no monocromador.

7 – Filtros tipo passa-alto – Modelos 57910; 57925 e 57935. Os filtros passa-alto transmitem uma faixa espectral larga de radiação em comprimentos de onda longos, enquanto bloqueiam a passagem de radiação em comprimentos de onda curtos. Estes filtros são posicionados na saída do monocromador para eliminarem a radiação nos submúltiplos de λ , garantindo assim que somente a radiação num dado comprimento de onda desejado, λ , chegue ao sistema de detecção.

Tabela 3.3 – Especificações técnicas dos filtros passa-alto

Modelo	Faixa espectral de bloqueio	Comprimento de onda de corte (“cut-on”)
57910	Raios X – 1,45 μm	1,6 μm
57925	Raios X – 2,10 μm	2,5 μm
57935	Raios X – 3,20 μm	3,5 μm

8 – Modulador (Chopper) – Modelo 75152. Este modulador é colocado após o filtro passa-alto. É formado por um disco giratório de pás planas, que interrompe sequencialmente o

feixe de radiação, modulando-o. A modulação da radiação é necessária porque o detector utilizado, tipo piroelétrico (item 9), não é sensível à radiação contínua. Além disso, obtém-se melhora na relação sinal/ruído, já que permite evitar as regiões de frequência de alto ruído, como por exemplo, a frequência da rede elétrica. O modelo utilizado é equipado com um invólucro que impede a influência indesejada da radiação de fundo (“background”) e a do meio ambiente sobre o sistema. O modulador integra o sistema de aquisição de dados Merlin (item 10), cujo processador de sinal digital tem como limite de frequência de modulação o valor de 1100 Hz.

9 – Detector piroelétrico – Modelo 70128. Sua faixa espectral de atuação é de 200 nm a 40 μm . É mais sensível a baixas frequências de modulação (preferencialmente abaixo de 200 Hz). Está equipado com um pré-amplificador instalado no seu invólucro. Este detector também integra o sistema de aquisição de dados Merlin (item 10).

10 – Sistema de aquisição de dados – Modelo 70100 (Merlin). Este sistema consiste de uma unidade de controle e de processamento que atua conjuntamente com o modulador (item 8) e detector (item 9) na aquisição de dados. Ela mede e controla a frequência de modulação via sensores ópticos instalados no modulador. Paralelamente, recebe o sinal modulado enviado pelo detector e age como um amplificador “lock-in”, restabelecendo o sinal e ignorando o sinal de radiação não modulada, captada pelo detector vinda da emissão da amostra ou do meio ambiente. Em seguida, após filtrá-lo, converte o sinal recuperado na forma digital e o demodula para dar um sinal de saída DC analógico. Este último sinal, mostrado no painel frontal, está disponível como voltagem de saída analógica e é transmitido para o computador através da interface RS-232.

11 – Espelhos esféricos – Destinados a tratar e a posicionar o feixe de radiação nos pontos escolhidos dos equipamentos componentes da bancada. Podem produzir feixes convergentes ou divergentes, quando a fonte está colocada no centro de curvatura ou feixes quase-paralelos, quando a fonte estiver colocada no foco dos espelhos, respectivamente.

12 – Goniômetro – conjunto mecânico destinado a posicionar a amostra na parte central e o detector em um braço para que gire em torno da amostra. Conta com duas mesas de rotação, comandadas por motores de passo, uma para girar a amostra e outra para girar o braço. Uma mesa de translação ainda permite deslocar o dispositivo porta-amostra, de modo a alinhar a face da amostra com o eixo de giro do goniômetro. Uma interface (RS-232) faz a conexão do conjunto com o computador, permitindo o controle das mesas giratórias.

13 – Computador PC, para controle do conjunto e para a aquisição de dados.

3.2.2 Descrição de funcionamento da bancada experimental

Considerando que o alinhamento da bancada já tenha sido realizado, o monocromador esteja equipado com a rede de difração adequada e o filtro passa-alto selecionado corretamente, inicia-se o processo de medição, aquecendo-se a fonte de radiação eletricamente através da fonte DC estabilizada, de maneira a obter um controle mais preciso sobre a temperatura da lâmpada. O caminho da radiação ao longo da bancada está mostrado na Fig. 3.24 e é descrito a seguir.

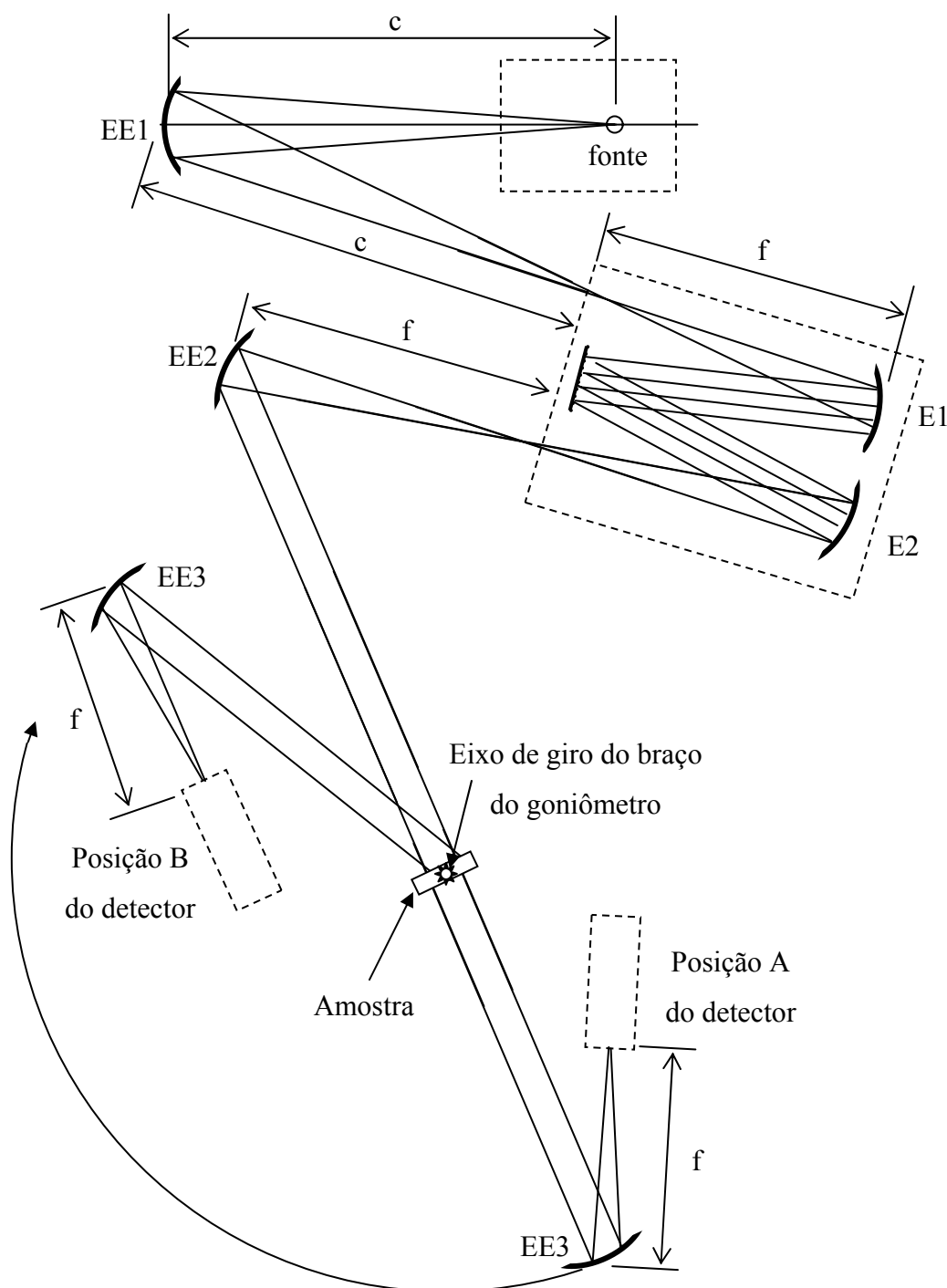


Figura 3.24 – Planta da configuração óptica da bancada experimental

O feixe emitido pela fonte de radiação, cuja posição é o centro (c) do espelho esférico EE1, é refletido pelo referido espelho sobre a fenda de entrada do monocromador, na qual é formada a imagem da fonte luminosa. Estando a entrada do monocromador no foco do primeiro espelho do mesmo (E1), o feixe é refletido e colimado por este espelho e difratado pela rede de difração. Somente um feixe de banda estreita em torno de um comprimento de onda desejado é redirecionado para o segundo espelho do monocromador (E2), o qual reflete para a saída do monocromador. Ao sair do monocromador, o feixe passa pelo filtro passa-alto e pelo modulador e é interceptado pelo espelho esférico EE2. A distância entre a saída do monocromador e o espelho EE2 é a distância focal do monocromador, de maneira que o espelho EE2 reflete paralelamente o feixe em direção ao espelho esférico EE3. A amostra está posicionada entre os espelhos: EE2 e EE3, tal que radiação é transmitida através da mesma. O feixe transmitido é desviado pelo espelho EE3 e focado no detector o qual está na posição A. A medição é feita em toda a faixa espectral escolhida conforme varredura automática específica. A relação entre o sinal obtido com o detector na posição A e o sinal a ser obtido sem a amostra é a transmitância.

Em seguida, o braço do goniômetro sobre o qual estão instalados o detector e o espelho esférico EE3 é girado de forma independente da amostra. Com a ajuda do goniômetro, o conjunto detector-espelho EE3 é posicionado de maneira a garantir o ângulo de medição da reflexão desejado (posição B). Nova varredura sobre a mesma faixa espectral é feita. A relação entre o sinal obtido com o detector na posição B e o sinal a ser obtido sem a amostra é a reflectância. Então, gira-se de volta o braço do goniômetro até que o detector retorne à posição A. A amostra é então retirada do seu suporte. Finalmente, faz-se a medição do sinal de fundo em toda a faixa espectral considerada. O sinal obtido sem a amostra representa a radiação incidente.

3.2.3 Considerações sobre as medições

Como mencionado anteriormente, a resolução do feixe é determinada pela abertura das fendas: de entrada e de saída do monocromador: quanto mais larga a fenda, menor a resolução em comprimento de onda. Entretanto, uma maior abertura das fendas aumenta o sinal a ser detectado pois resulta em maior quantidade de energia. Como os materiais estudados não apresentam variações espectrais bruscas das propriedades radiativas (picos), optou-se pela menor resolução possível (fendas totalmente abertas) para se obter maior quantidade de energia na entrada do detector.

Outro aspecto relevante para a precisão das medições é o alinhamento da bancada. Um bom alinhamento é imprescindível para se garantir maior sinal na detecção. Além disso, a repetibilidade do experimento deve ser garantida. Visando melhorar estes parâmetros, um protocolo de alinhamento foi desenvolvido (Anexo 1).

Um fator que limita a precisão das medições é o detector utilizado. O detector piroelétrico caracteriza-se por ter grande faixa espectral de operação mas sua detectividade é mais baixa do que a dos demais detectores, cujas faixas espectrais de operação são mais específicas.

3.3 Amostras

3.3.1 Vidro

O material transparente largamente utilizado em diversas aplicações é o vidro. Na arquitetura, devido à evolução das técnicas de fabricação do vidro, sua utilização é cada vez maior, evidenciada na maioria das edificações recentes, verdadeiras caixas de cristais (Caram, 1998).

Os padrões básicos de vidros disponíveis hoje no mercado são os vidros estirados, os planos (“floats”) e os impressos. Os vidros estirados, os quais não recebem tratamentos especiais, são encontrados principalmente na espessura de 3 mm e estão disponíveis nas versões coloridas e incolor. Os vidros planos (“floats”), coloridos e incolores, podem ser submetidos a cortes, lapidação, têmpera, metalização e laminação. São encontrados normalmente nas espessuras de 4 a 10 mm, compreendendo as versões: incolor, bronze, verde e cinza. Podem ser utilizados em composições termo-acústicas. São também conhecidos como termo-absorventes, e/ou vidros fumê (o verde, o bronze e o cinza). Os vidros impressos apresentam característica translúcida, atuando como barreira visual, difundindo a luz sem prejudicar a luminosidade. Estes últimos também podem receber tratamentos especiais tais como: têmpera, laminação e metalização (Caram, 1998).

Os vidros refletivos incluem-se na categoria dos vidros de controle solar, caracterizando-se pela menor emissividade, menor transmitância solar com maior reflectância solar. Dois são os processos comumente utilizados para a obtenção da metalização dos vidros: pirólise e metalização a vácuo por “sputtering”. O processo por pirólise consiste no depósito de óxido metálico por “spray” direto e contínuo ainda na linha de produção. No processo por “sputtering”, o vidro é introduzido em uma câmara em atmosfera inerte, onde é alvo de

bombeamento de íons metálicos formando um filme superficial (Santa Marina, 1993). Estes vidros caracterizam-se por produzirem o chamado efeito espelho. A sua camada óxida refletiva acentua o grau de reflexão em uma de suas faces, fazendo com que, durante o dia, a visão da parte interna seja superior à da externa. Durante a noite, com a inversão da iluminação, o fenômeno muda de sentido. São utilizados em janelas de edifícios e de automóveis e em outras aplicações, tais como, em portas de fornos domésticos.

No presente trabalho, utilizou-se amostras de vidro plano incolor (“clear float glass”) na espessura de 4 mm e o vidro refletivo pirolítico Antélio na cor cinza e na espessura de 6 mm, ambos da marca Santa Marina. As amostras foram cortadas no formato quadrado de 70 mm x 70 mm. A fim de se obter um sistema multicamadas, utilizou-se, conjuntamente com o vidro plano incolor, películas de controle solar.

3.3.2 Películas de Controle Solar

As películas de controle solar são constituídas de filmes poliméricos, e são normalmente aplicadas sobre o vidro já instalado, a fim de se alterar o comportamento óptico do mesmo, caracterizado pela opacidade a comprimentos de onda inferiores a 300 nm e superiores a 4000 nm. Alguns dos benefícios gerais que podem ser obtidos através do uso de tais películas são: redução/controle do ganho de calor solar e redução da perda de calor radiante nos períodos frios (alteração da transmissão na faixa do infravermelho próximo e médio); redução do desbotamento (redução da transmissão na faixa ultravioleta); privacidade e redução do ofuscamento (redução da transmissão na faixa visível); e resistência à fragmentação.

Existem três tipos de películas de controle solar: as transparentes, as pigmentadas não-refletivas e as pigmentadas refletivas. A estrutura básica destas películas é formada por um filme de poliéster (pigmentado ou não), seguido pela camada de adesivo e pelo “liner” (plástico protetor do adesivo), o qual é retirado na instalação da película. Para as películas pigmentadas refletivas, a película de poliéster é vaporizada com alumínio em densidade uniforme e controlada.

No presente trabalho, utilizou-se as películas de controle solar da marca Insulfilm, uma das marcas mais conhecidas no mercado nacional. As películas não-refletivas utilizadas foram as seguintes: Azul35SRC, Azul60SRC e Gray20SRC. Como amostra de película refletiva utilizou-se a PrataII. A espessura média das películas é de 0,03 mm. As cores das películas ensaiadas foram escolhidas por serem as de maior demanda do mercado (Caram, 1998).

CAPÍTULO 4 - RESULTADOS OBTIDOS E DISCUSSÃO

4.1 Resultados Experimentais e Discussão

Foram realizados ensaios espectrofotométricos, primeiramente sobre a superfície dos vidros planos incolores (v) e, em seguida, sobre o arranjo vidro mais película (p+v). Neste último caso, medições de reflectância e de transmitância foram realizadas para incidência da radiação sobre o lado da película (Lp) e sobre o lado do vidro (Lv). Comparou-se, então, estas propriedades radiativas do vidro com as do conjunto vidro+película. Mediu-se, ainda, as propriedades ópticas das películas de controle solar sem qualquer substrato para serem comparadas entre si e com o arranjo película mais vidro. Os resultados são mostrados nas figuras que se seguem e foram obtidos para faixas espectrais: visível, infravermelho próximo e médio.

Analisando os resultados das medições, pode-se perceber nas Figs. 4.1 e 4.2 que as películas alteram seletivamente as propriedades radiativas do vidro. As películas não-refletivas (Azul35SRC, Azul60SRC e Gray20SRC) bloqueiam a passagem de radiação na faixa visível na qual o vidro é altamente transparente. Elas também reduzem a transmissão na faixa infravermelha, mas não significativamente. Por serem não-refletivas, os valores da reflectância do vidro e do conjunto vidro+película são praticamente os mesmos. Deste fato, pode-se concluir que a diminuição da transmissão radiativa está associada exclusivamente à capacidade destas películas de absorverem radiação nas faixas espectrais em questão. Já com a película PrataII, ocorre um bloqueio significativo na transmissão da radiação nas faixas visível e infravermelho devido, em grande parte, à sua característica refletiva (elevados valores de reflectância).

Das Figs. 4.3 a 4.5, constata-se que a reflectância e a transmitância do sistema película não-refletiva+vidro independem do sentido de incidência da radiação. Por serem não-refletivas, os valores da reflectância são baixos. Percebe-se também que estas películas reduzem drasticamente a transmissão em parte da faixa do visível, isto é, estas películas são bastante absorvedoras na referida faixa espectral. Já os valores de transmitância para a faixa do infravermelho próximo e médio são elevados.

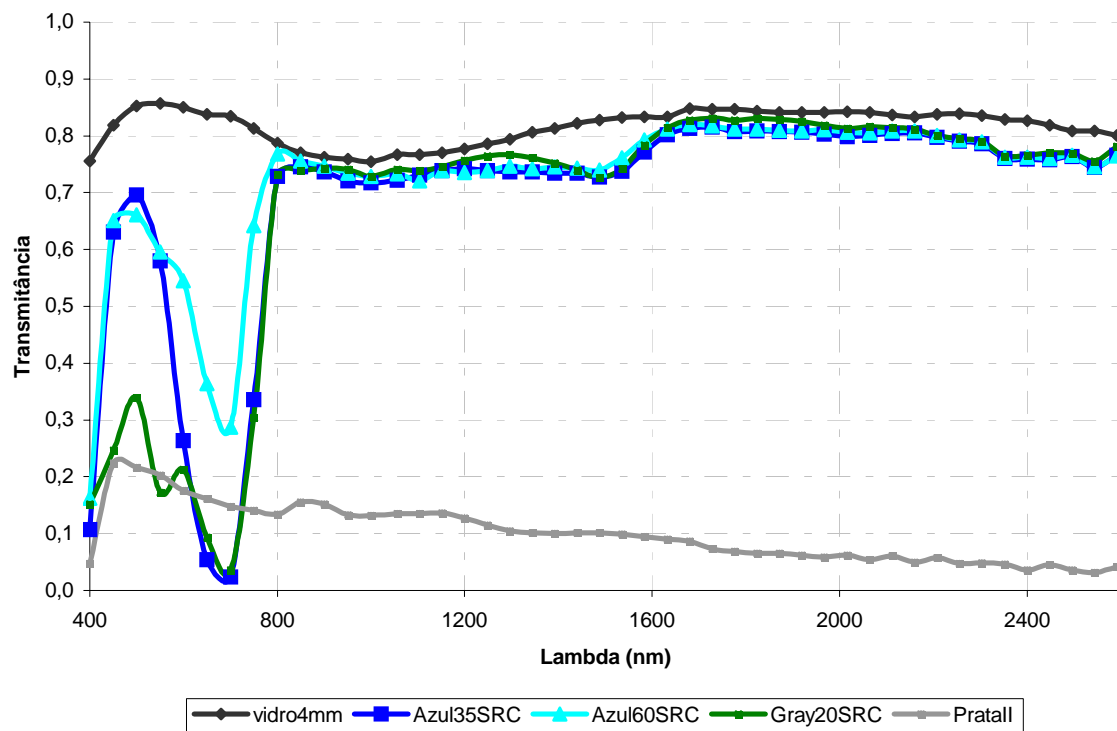


Figura 4.1 – Comparação entre as transmissâncias espectrais do vidro comercial 4 mm e do conjunto vidro+película.

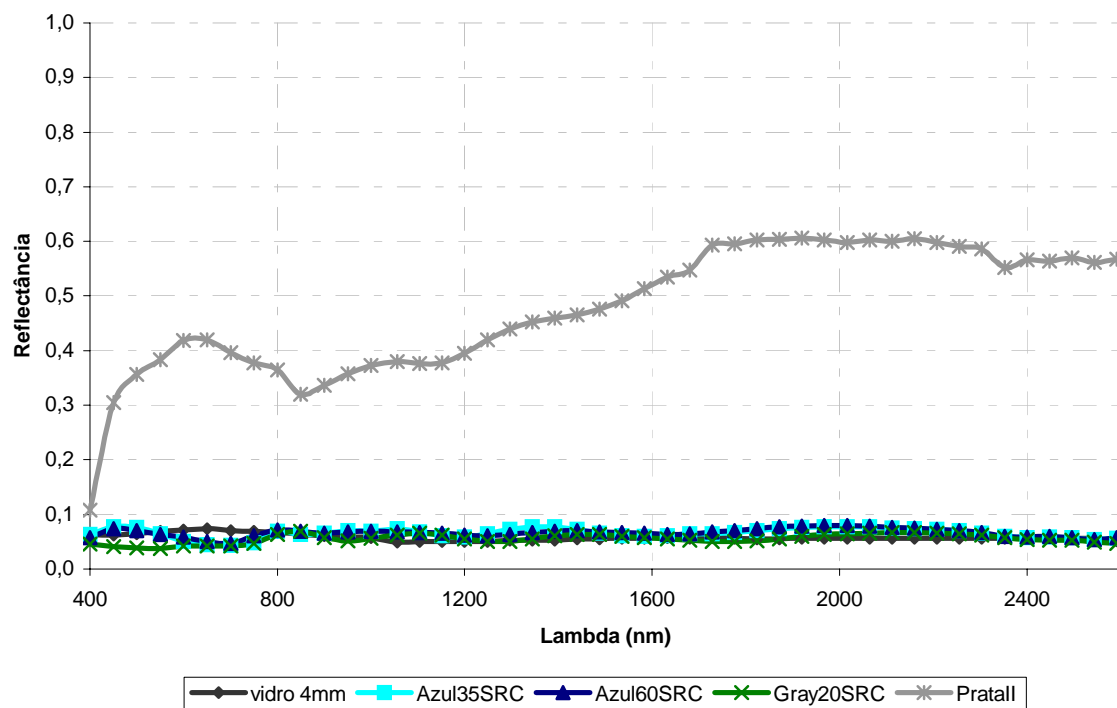


Figura 4.2 – Comparação entre as reflectâncias espectrais do vidro comercial 4 mm e do conjunto vidro+película.

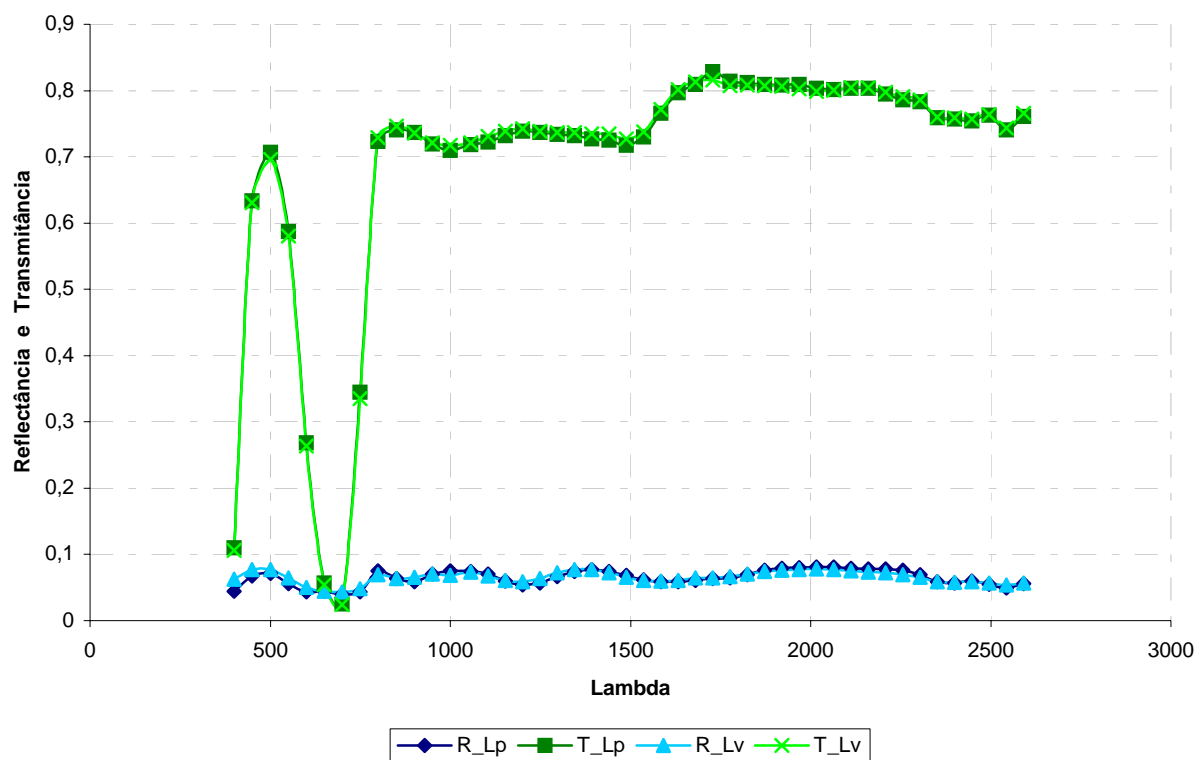


Figura 4.3 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Azul35SRC+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv).

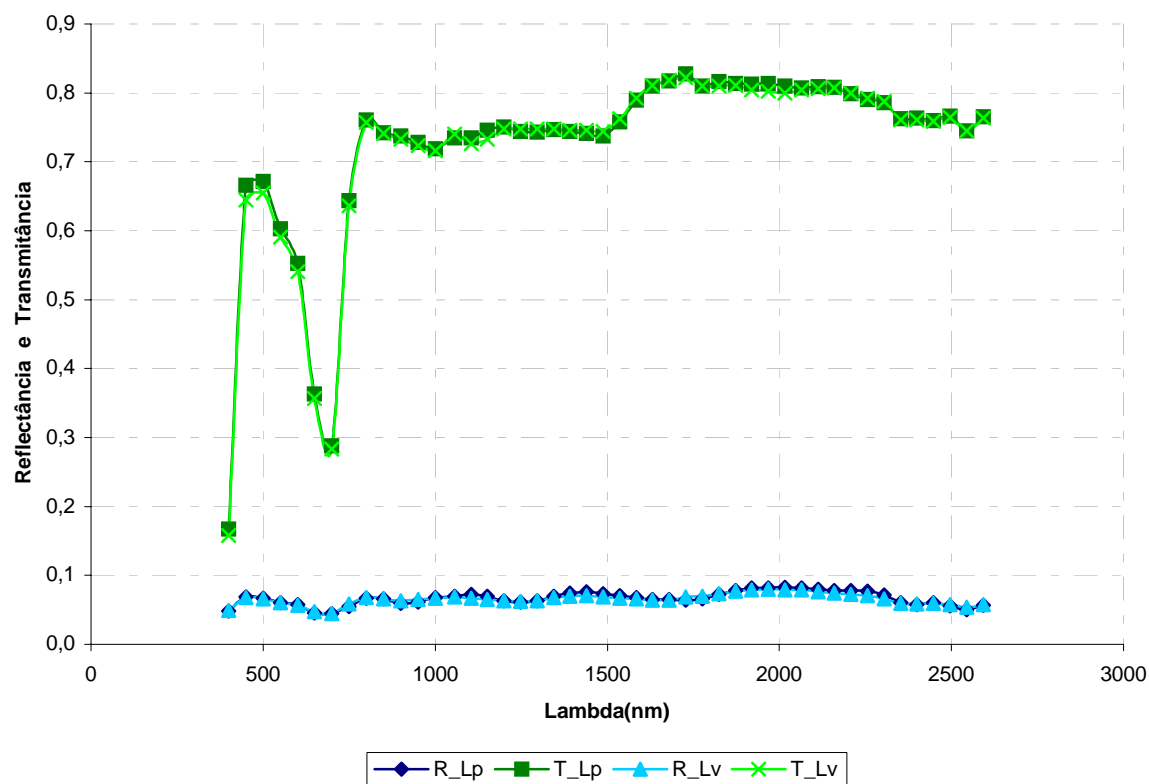


Figura 4.4 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Azul60SRC+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv).

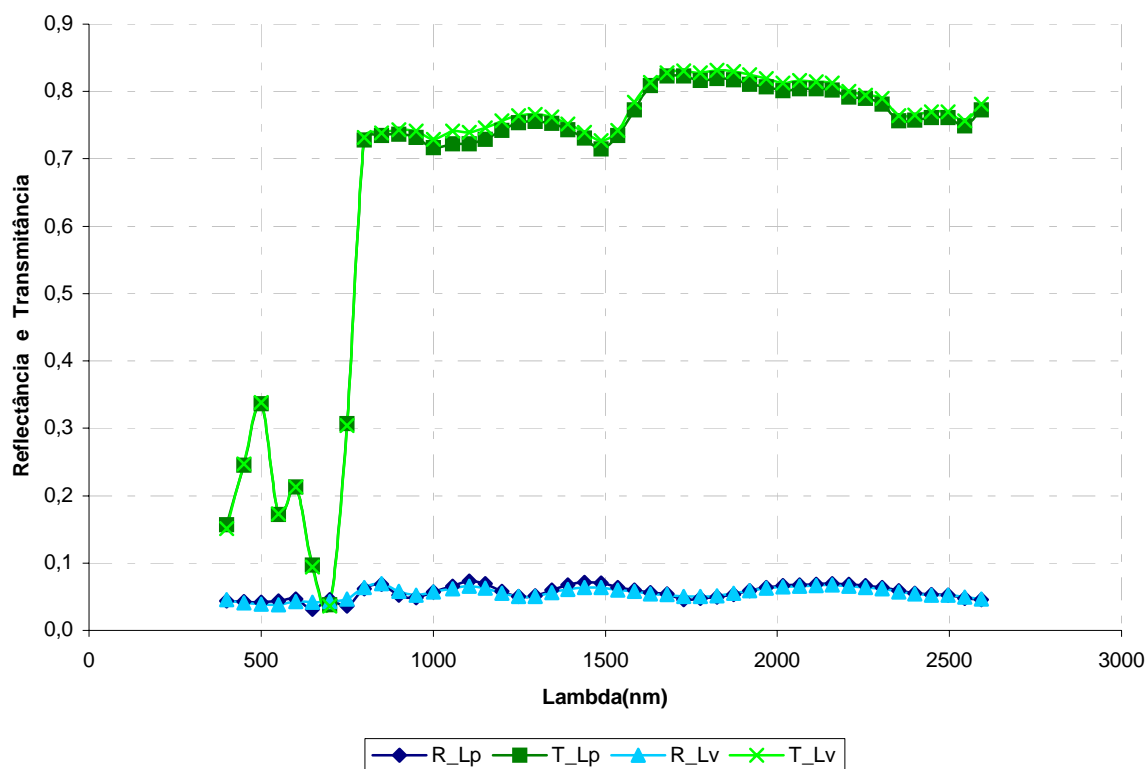


Figura 4.5 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película Gray20SRC+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv).

Na Fig. 4.6, os valores da transmitância são relativamente baixos na faixa do visível. Na faixa do infravermelho, a transmissão é bastante reduzida sendo então evidente a aplicação desta película no controle do aquecimento solar. Como não deveria deixar de ser, a transmitância independe do sentido de incidência da radiação. Sendo a película PrataII refletiva, os valores da reflectância são elevados, principalmente na faixa do infravermelho, o que resulta numa menor transmissão radiativa. A diferença entre as reflectâncias pelo lado da película e pelo lado do vidro está de acordo com o fato de que a maior contribuição para o valor da reflectância é a refletividade da primeira interface, que neste caso, é maior pelo lado da película.

Importante ressaltar que a incidência solar pelo lado do vidro (Lv), isto equivale à colocação da película virada para o ambiente interno, é recomendada pelos fabricantes (exceção para os vidros impressos), a fim de evitar maior desgaste devido à ação direta de intempéries. Da Fig. 4.6, conclui-se que na condição de incidência pelo lado do vidro (Lv), o arranjo p+v absorve mais radiação do que na condição de incidência pelo lado da película (Lp).

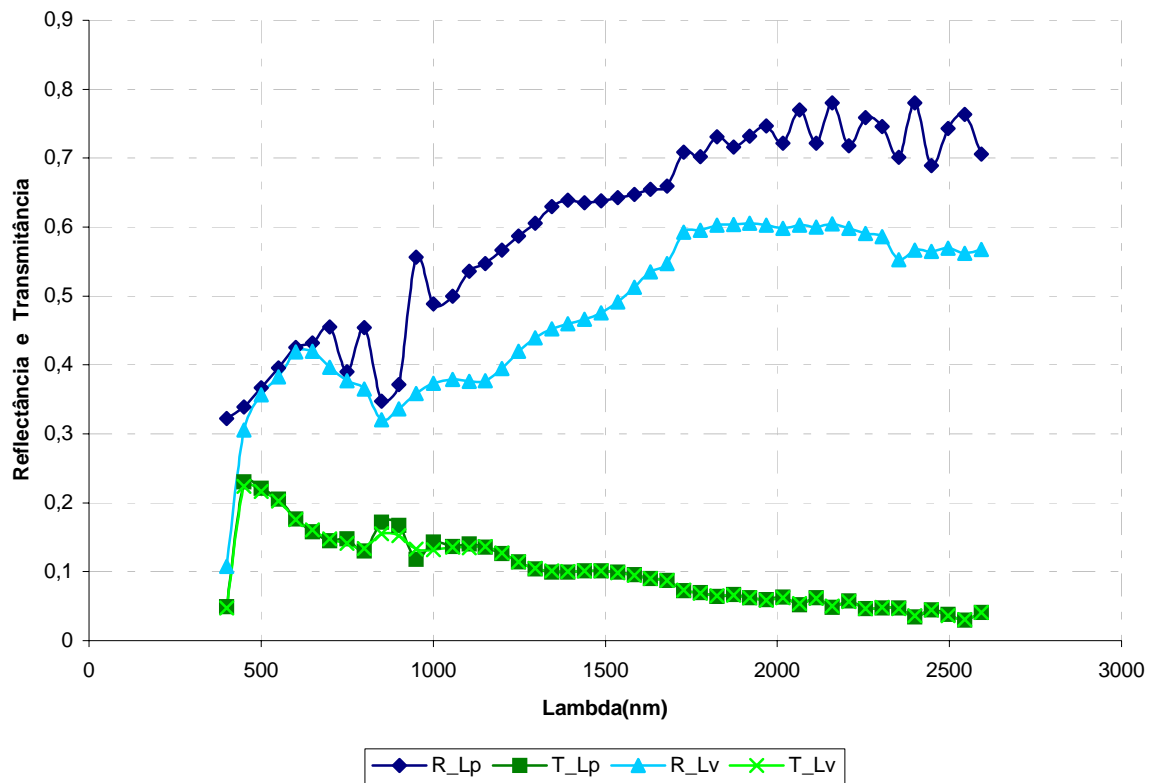


Figura 4.6 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais do sistema película PrataII+vidro, incidência pelo lado da película (Lp) e pelo lado do vidro (Lv).

Nas Figs. 4.7 a 4.9, percebe-se o efeito da presença da camada de vidro nas curvas de reflectância e de transmitância. A reflectância do sistema película+vidro é maior devido à presença de mais uma interface que reflete de volta uma pequena parcela de radiação. Já sua respectiva transmitância é menor na faixa infravermelha, não só porque reflete mais, mas devido à presença de outro meio material (vidro) que absorve radiação diferenciadamente na referida faixa. Já na faixa do visível, as transmitâncias são iguais para o sistema película+vidro e para a película sem vidro, concluindo-se que o controle da transmitância é dado pela película.

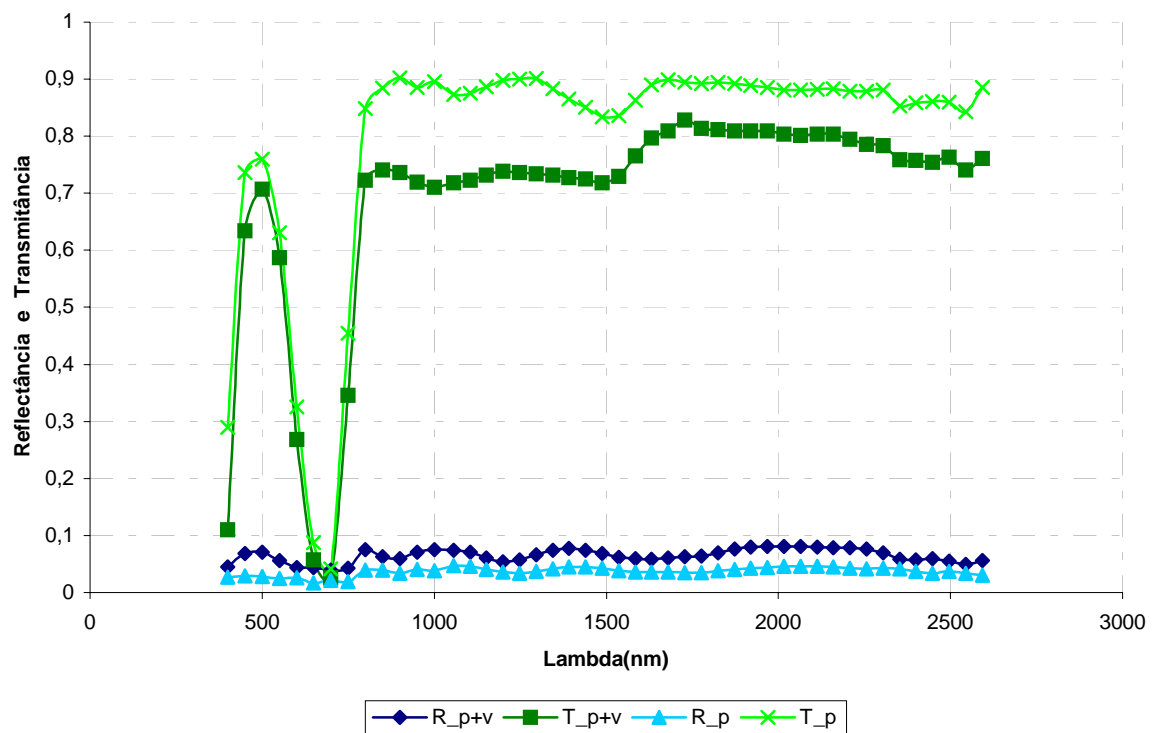


Figura 4.7 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais da película Azul35SRC com vidro e sem vidro.

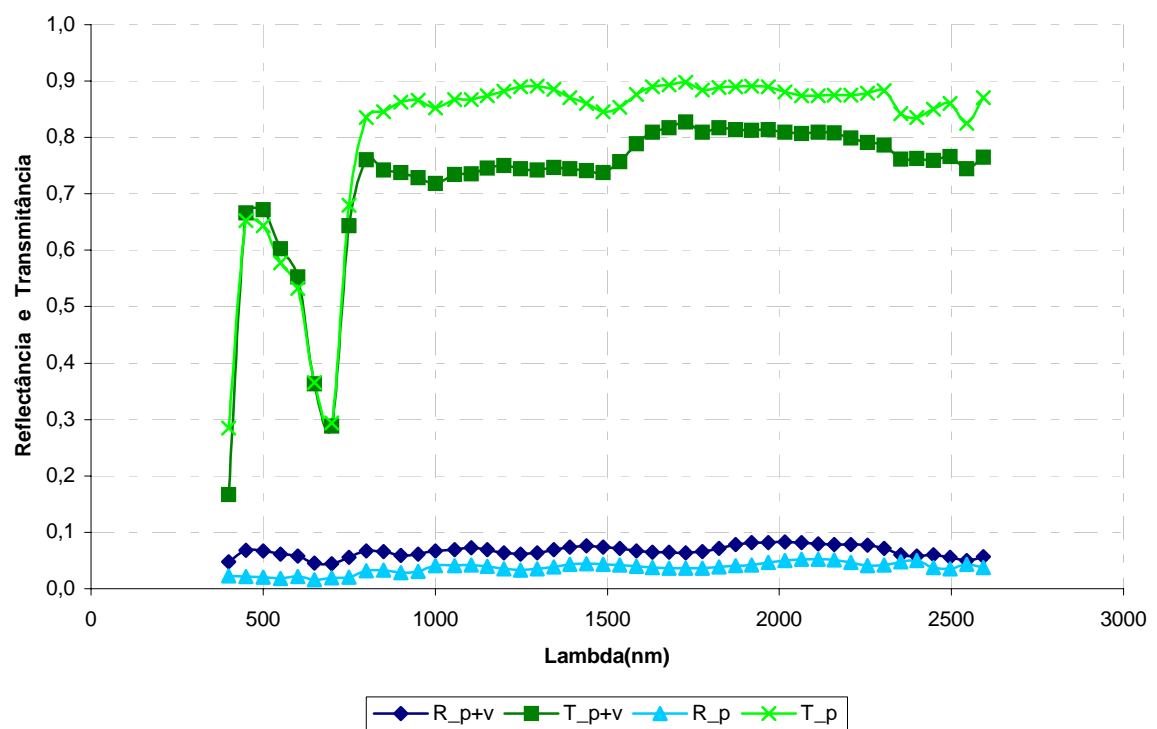


Figura 4.8 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais da película Azul60SRC com vidro e sem vidro.

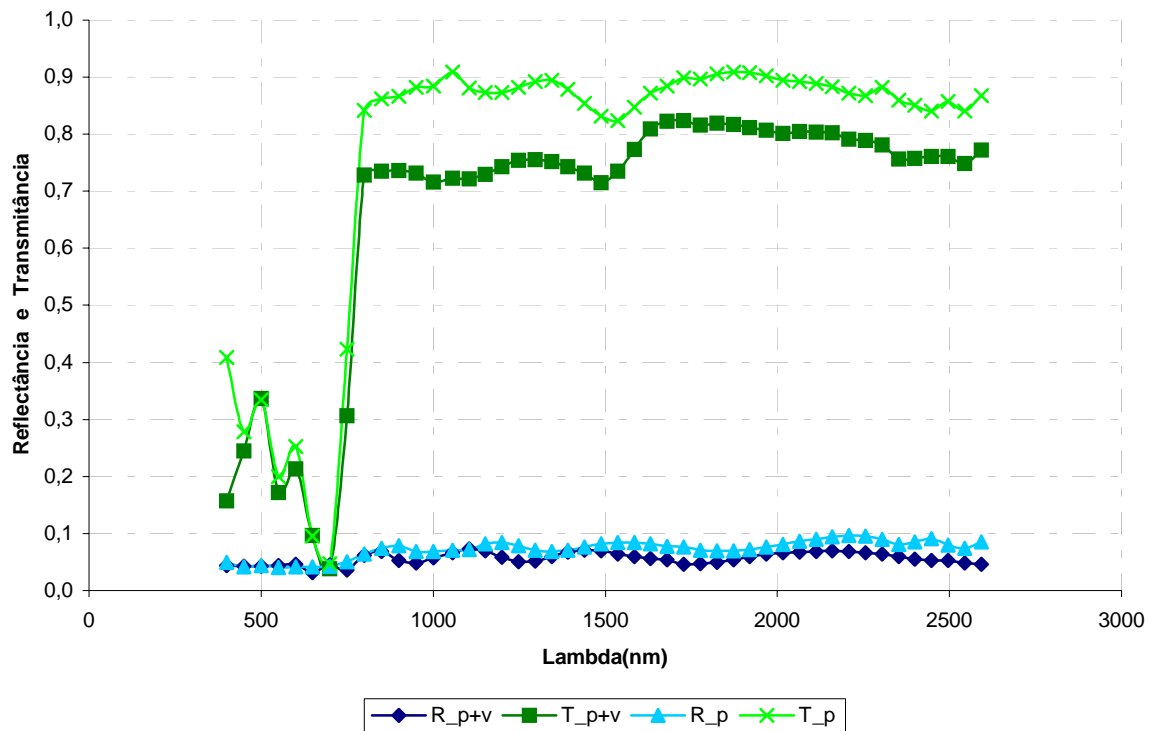


Figura 4.9 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais da película Gray20SRC com vidro e sem vidro.

Na Fig. 4.10, o mesmo efeito descrito acima na curva de reflectância é observado. Contudo, as transmitâncias são praticamente as mesmas para os dois casos e para toda a faixa espectral em estudo. Isto indica que a transmissão é controlada pela película refletiva que além de refletir muito, absorve proporcionalmente mais do que o vidro.

Nas Figs. 4.11 e 4.12, compara-se entre si as propriedades radiativas das películas utilizadas como amostras. Na Fig. 4.11, a característica refletiva da película PrataII fica bem evidenciada. Das películas não-refletivas, as películas Azul35SRC e Azul60SRC são similares e são as que menos refletem.

Quanto à transmissão (Fig. 4.12), percebe-se que a película PrataII é adequada ao controle da passagem da radiação infravermelha e que também tem um bom controle da transmissão na faixa do visível. As outras películas (não-refletivas) controlam somente a passagem da radiação visível principalmente na faixa aproximadamente compreendida no intervalo [550 nm;700 nm]. A película Gray20SRC é a mais eficiente na redução da passagem de luz visível, seguida da Azul35SRC e da Azul60SRC.

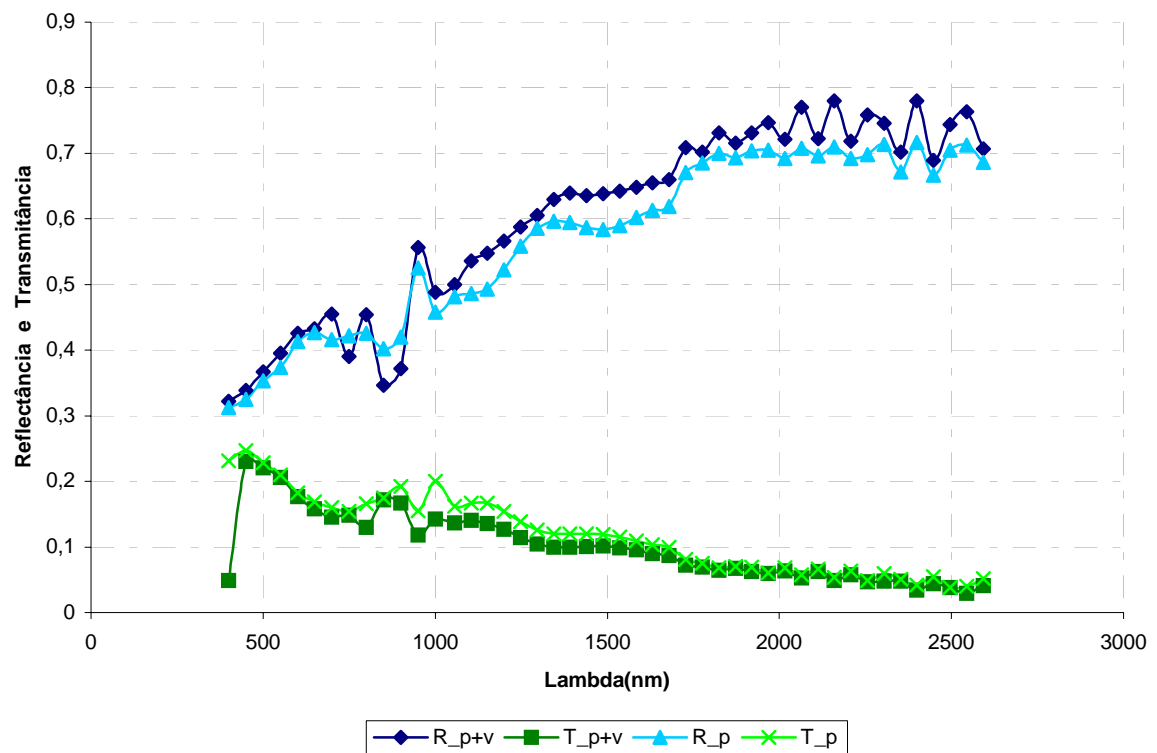


Figura 4.10 – Comparação entre as reflectâncias e transmitâncias espectrais da película PrataII com vidro e sem vidro.

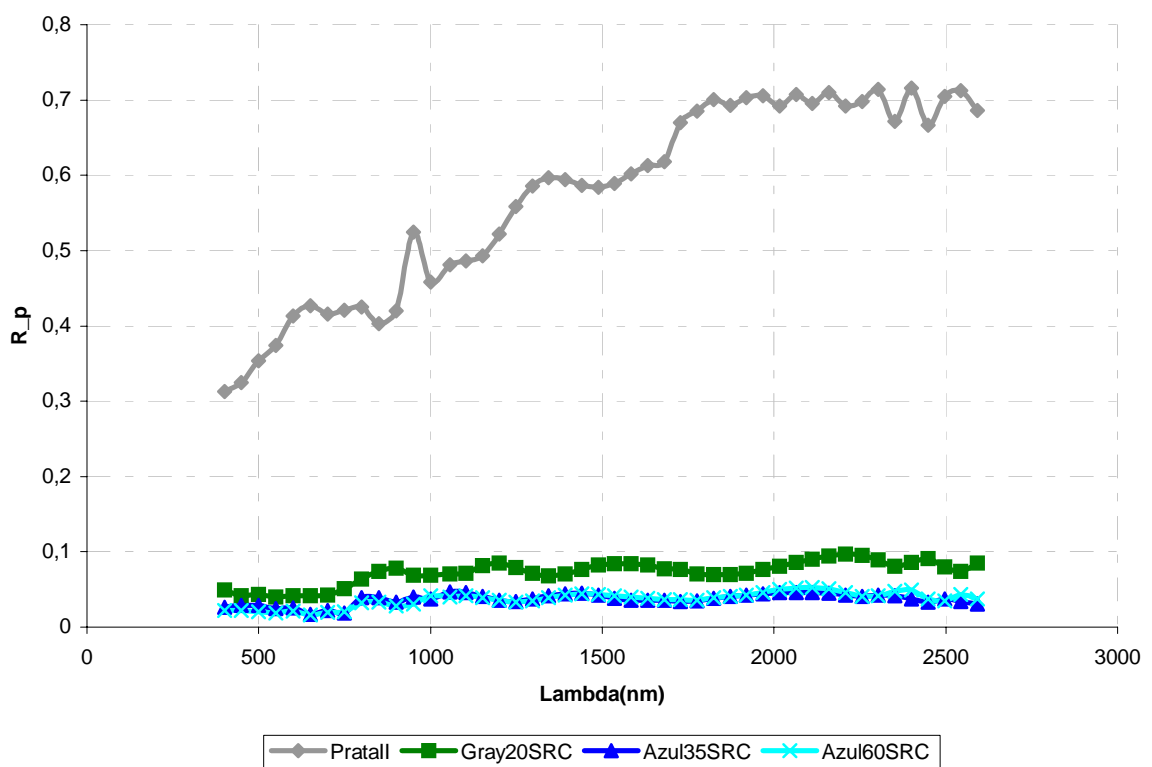


Figura 4.11 – Reflectâncias espectrais das películas de controle solar.

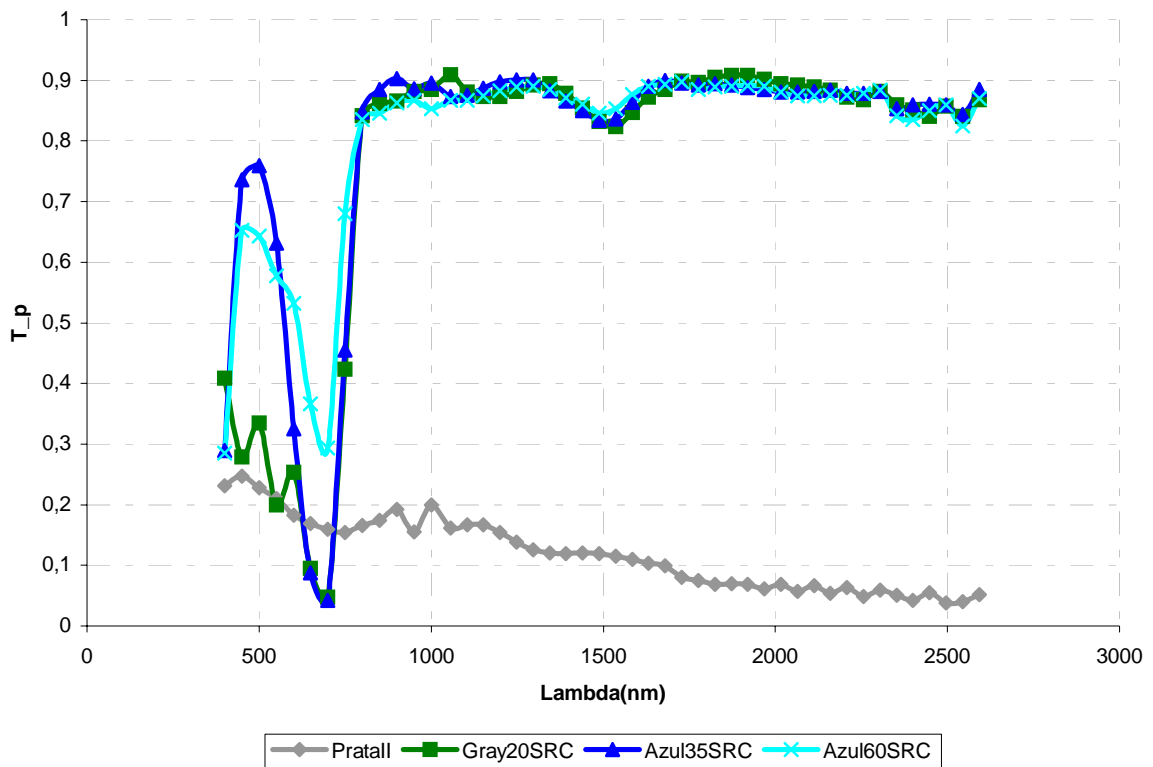


Figura 4.12 – Transmitâncias espectrais das películas de controle solar.

A partir das curvas obtidas de reflectância e transmitância do arranjo vidro+película, pôde-se fazer um cálculo aproximado (por integração numérica) de suas propriedades radiativas para cada região espectral de interesse, comparando-as com os dados fornecidos pelo respectivo fabricante (Tabela 4.2).

Pôde-se ainda obter informações não fornecidas por ele, tais como as propriedades radiativas na região do infravermelho próximo, faixa espectral importante na transferência radiativa em regiões predominantemente quentes (Tabela 4.1).

Na referida integração, as distribuições espectrais das propriedades foram correlacionadas com a irradiação solar espectral que incide na superfície da terra (Incropera, 1996). Assim, o valor de cada propriedade radiativa P_r integrado em cada faixa espectral de interesse $[\lambda_i, \lambda_f]$ é dado por:

$$P_r = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} (P_r(\lambda) \cdot (G(\lambda))) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} (G(\lambda)) d\lambda} \quad (4.1)$$

onde $G(\lambda)$ é a irradiação espectral solar incidente na superfície da terra.

O catálogo da Insulfilm apresenta as características espectrofotométricas das películas na forma de tabelas, onde constam o código do produto oferecido, espessura do material, percentuais de transmissão e de reflexão para a região do visível; percentuais de transmissão, de absorção e de reflexão que ocorre na faixa do espectro solar, fator UV, coeficiente de sombreamento, percentual da transmissão máxima para a região do ultra-violeta e percentual da energia solar total bloqueada.

Constata-se na tabela 4.1 que as películas absorvem radiação a níveis razoáveis nas regiões espectrais de menor transmissão radiativa. As películas não-refletivas ao absorverem na faixa espectral visível, reduzem a admissão de luz natural para o ambiente interno. Contudo, a película reflexiva PrataII, por absorver também radiação infravermelha, terá sua temperatura superficial aumentada. Este aumento de temperatura causará um ganho de calor indireto (por condução e por reirradiação da energia absorvida) a ser considerado no projeto de conforto térmico do ambiente interno.

Tabela 4.1 – Transmissão, Reflexão e Absorção da Radiação Solar para o vidro comercial 4mm e o arranjo vidro + películas de controle solar Insulfilm (incidência pelo lado do vidro).

Amostras	Transmissão (%)			Reflexão (%)			Absorção (%)		
	Visível	IV curto	IV médio	Visível	IV curto	IV médio	Visível	IV curto	IV médio
Vidro 4 mm	83	77,4	84	7	7,6	5,6	10	15	10,4
Azul35SRC	36	73,4	79	6	9,5	6,4	58	17,1	14,6
Azul60SRC	53	73,8	79,4	6	9,1	6,6	41	17,1	14
Gray20SRC	22	75,4	80,3	5	8,5	5,5	73	16,1	14,2
PrataII	17	13	6,8	38	53	56	45	34	37,2

Na tabela 4.2, pode-se verificar que os resultados obtidos para a transmissão e para a reflexão na faixa do espectro visível estão próximos dos valores fornecidos pelo fabricante, sendo a exceção a película PrataII, cujo percentual de reflexão medido diverge muito do correspondente percentual fornecido pelo fabricante. Para as películas não-refletivas, os números presentes nos seus códigos correspondem aos seus percentuais de transmissão na faixa do visível. Assim, por exemplo, a película Gray20SRC deve transmitir 20% da radiação visível. Na comparação das propriedades radiativas no espectro solar, há divergências entre os valores medidos e fornecidos pelo fabricante, causadas, em parte, por não terem sido realizadas medições na faixa do ultra-violeta (UV). O fabricante Insulfilm fornece como referência o valor de 2% de transmissão máxima na faixa UV para todas as películas em estudo.

Tabela 4.2 – Tabela Comparativa: propriedades fornecidas pelo fabricante Insulfilm x propriedades calculadas a partir das medições.

Propriedades radiativas das películas	Azul35SRC		Azul60SRC		Gray20SRC		Prata II	
	Insulfilm	Medidos	Insulfilm	Medidos	Insulfilm	Medidos	Insulfilm	Medidos
Transmissão visível	35	36	61	53	21	22	16	17
Reflexão visível	7	6	7	6	6	5	65	38
Transmissão solar ⁽²⁾	55	54	64	63	48	47	15	15
Reflexão solar ⁽²⁾	7	6	5	6	6	5	58	40
Absorção solar ⁽²⁾	38	40	31	31	46	48	27	45
Bloqueio de energia solar ⁽³⁾	25	32	17	27	30	37	78	70

(1) Os valores apresentados acima são percentuais.

(2) A faixa espectral solar considerada pelo fabricante é de [300;2100] nm. Contudo, como não foram feitas medições na faixa do ultra-violeta, considerou-se o intervalo de [400;2592] nm para o cálculo aproximado das propriedades radiativas em questão a partir das respectivas medições.

(3) A energia solar total bloqueada foi obtida da seguinte expressão: Energia bloqueada = 1 – F.S., onde F.S. é o fator solar, definido como sendo a soma da porcentagem da transmissão solar direta que ocorre através da vidraça mais a parcela da energia absorvida pelo vidro+película e reirradiada para o interior. A seguinte expressão aproximada para o fator solar foi utilizada: Fator Solar = (Transmissão solar) + (1/3) (Absorção solar) (Caram, 1998) (Santa Marina, 1993). No catálogo das películas, a expressão considerada pelo fabricante para o cálculo de F.S. não é informada.

Ensaçou-se ainda o vidro refletivo Antélio cor cinza para a faixa espectral visível e para incidência sobre a face metálica e sobre a não-metálica. Os resultados experimentais são apresentados nas Figs. 4.13 e 4.14. Observa-se que o seu comportamento refletivo mantém-se para os dois sentidos de incidência da radiação, com intensidade um pouco menor para a incidência pelo lado oposto ao da camada metálica. Este comportamento está de acordo com as informações de seu fabricante. A transmitância na região espectral visível é relativamente boa.

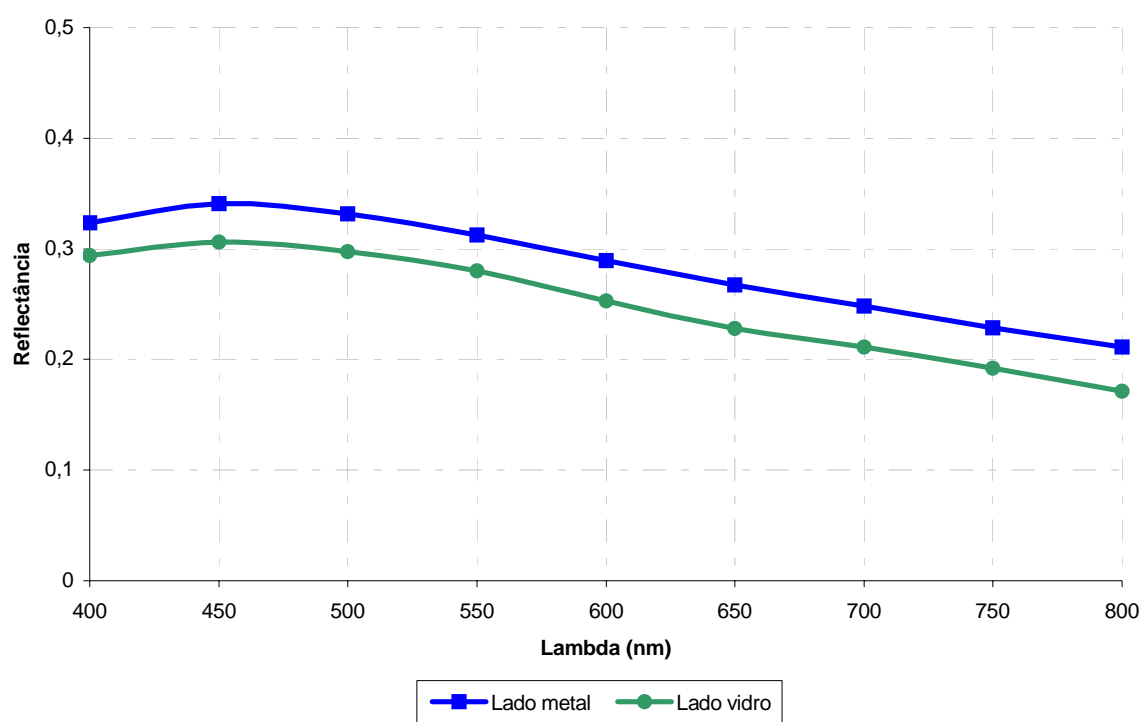


Figura 4.13 – Reflectâncias do vidro refletivo Antélio cinza na faixa espectral visível.

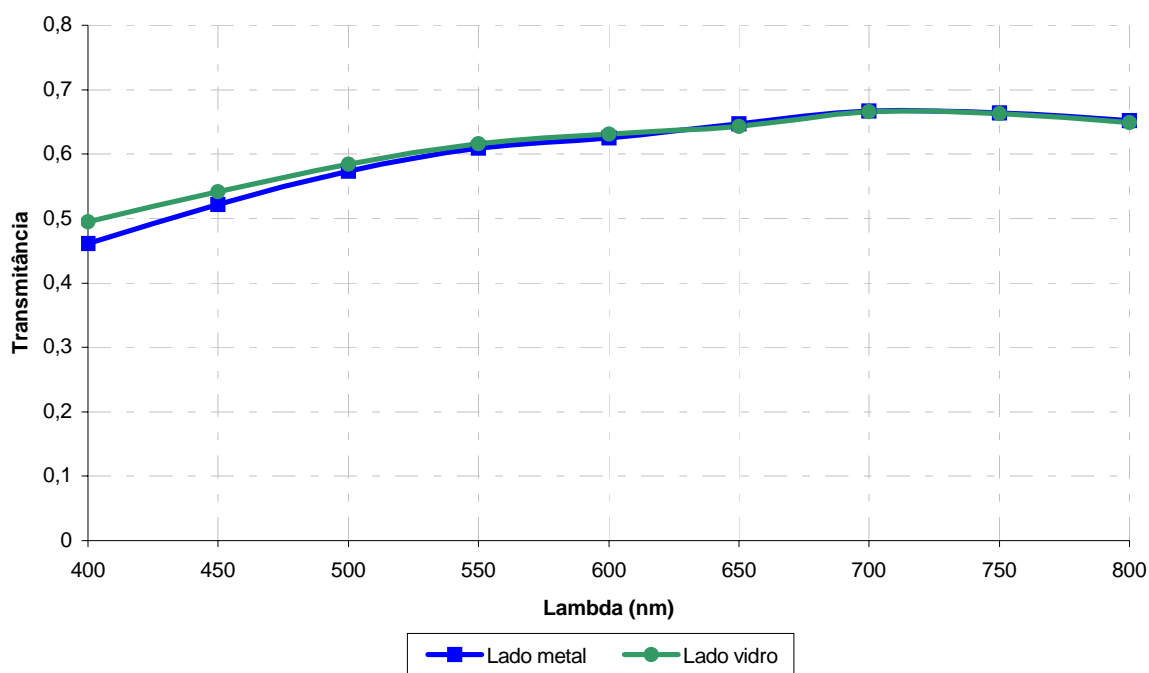


Figura 4.14 – Transmitâncias do vidro refletivo Antélio cinza na faixa espectral visível.

4.2 Resultados Numéricos e Discussão

A partir dos resultados experimentais apresentados no item 4.1 (utilizados como dados de entrada), empregou-se o método de identificação descrito no subitem 3.1.1 para se obter os índices de refração e de absorção das camadas das amostras. Para o caso das amostras envolvidas, o modelo de transferência radiativa considerado foi o matricial incoerente já que como constatado no item 4.1, as curvas de reflectância e transmitância obtidas para os vidros, para as películas de controle solar e para o conjunto vidro+película não apresentaram oscilações típicas de interferência, isto é, oscilações semelhantes às apresentadas no subitem 2.2.3.

No emprego do método de identificação, foram consideradas três situações distintas:

- 1) amostra da película de controle solar (película sem substrato);
- 2) arranjo vidro+película – incidência pelo lado da película; e
- 3) arranjo vidro+película – incidência pelo lado do vidro.

Dada a impossibilidade de medir as espessuras das subcamadas das películas e de não se ter conseguido estes dados junto ao fabricante das mesmas, considerou-se nas 3 situações acima a película como sendo uma única camada. Assim, neste trabalho, realizou-se a identificação dos índices de refração e de absorção, ditos efetivos, das películas de controle

solar. Nas situações (2) e (3), para o caso do arranjo vidro+película, além das propriedades radiativas medidas, os índices de refração e de absorção do vidro comercial claro (Nicolau e Balen, 2001) foram utilizados como dados de entrada.

Antes da identificação dos índices de refração e de absorção, realizou-se uma análise da convergência do método de identificação. Primeiramente, adotou-se valores usuais como sendo os dos índices de refração e de absorção das películas (e para o caso de duas camadas, adotou-se também os valores conhecidos dos índices de refração e de absorção do vidro claro) e calculou-se as respectivas reflectâncias e transmitâncias espectrais através do modelo matricial de transferência radiativa. Em seguida, tais valores de reflectância e de transmitância foram usados no programa de identificação, o qual convergiu para os valores dos índices de refração e de absorção fornecidos. Esta simulação de identificação foi feita para os três casos descritos e para diferentes valores iniciais de iteração.

Comprovada a convergência do método, passou-se à identificação utilizando-se os valores experimentais de reflectância e de transmitância. As Figs. 4.15 e 4.16 apresentam os valores encontrados dos índices de refração das películas sem substrato. Para a mesma situação, a Fig. 4.17 apresenta os valores encontrados dos respectivos índices de absorção.

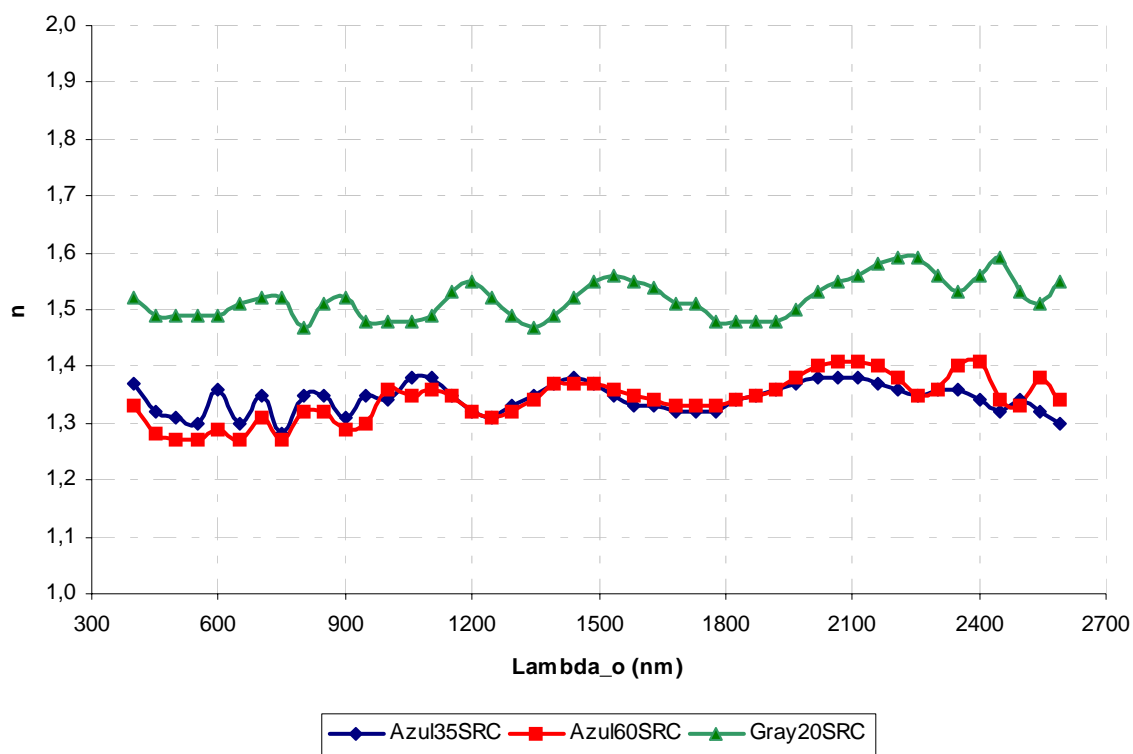


Figura 4.15 – Identificação dos índices de refração das películas não-refletivas.

Fazendo uma análise qualitativa das Figs. 4.15 a 4.17, baseada no conhecimento da influência maior do índice de refração sobre a reflectância e do índice de absorção sobre a transmitância, pode-se afirmar que as referidas figuras estão de acordo com as curvas experimentais de reflectância e de transmitância das Figs 4.11 e 4.12, respectivamente, e conseqüentemente de acordo com as características radiativas fornecidas pelo fabricante das películas.

Percebe-se na Fig. 4.16 que os índices de refração das películas não-refletivas são baixos comparativamente com os da película refletiva. Observa-se ainda (Fig. 4.15) que os índices de refração das películas Azul35SRC e Azul60SRC são praticamente os mesmos e estão em concordância com o fato das suas curvas de reflectância coincidirem (Fig. 4.11). A película Gray20SRC por refletir mais entre as películas não-refletivas (Fig. 4.11), apresenta maior índice de refração entre as mesmas (Fig.4.15).

Percebe-se ainda na Fig. 4.17 que a região dos maiores valores do índice de absorção, corresponde à faixa espectral de menor transmitância na Fig. 4.12. Sendo a película PrataII bloqueadora de radiação infravermelho, os valores dos seus índices de absorção são elevados nesta faixa, comparativamente aos das películas não-refletivas. Estas últimas tem seus índices de absorção elevados na faixa do visível sobre a qual controlam a passagem da radiação.

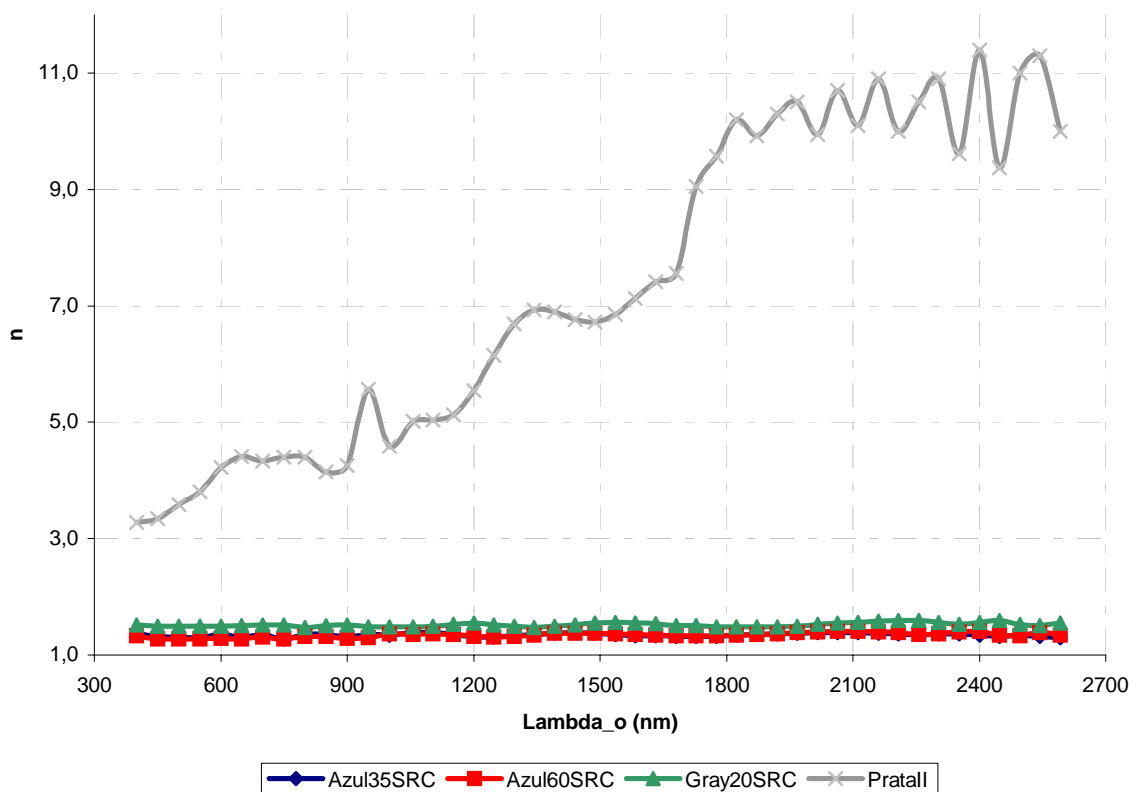


Figura 4.16 – Identificação dos índices de refração das películas de controle solar.

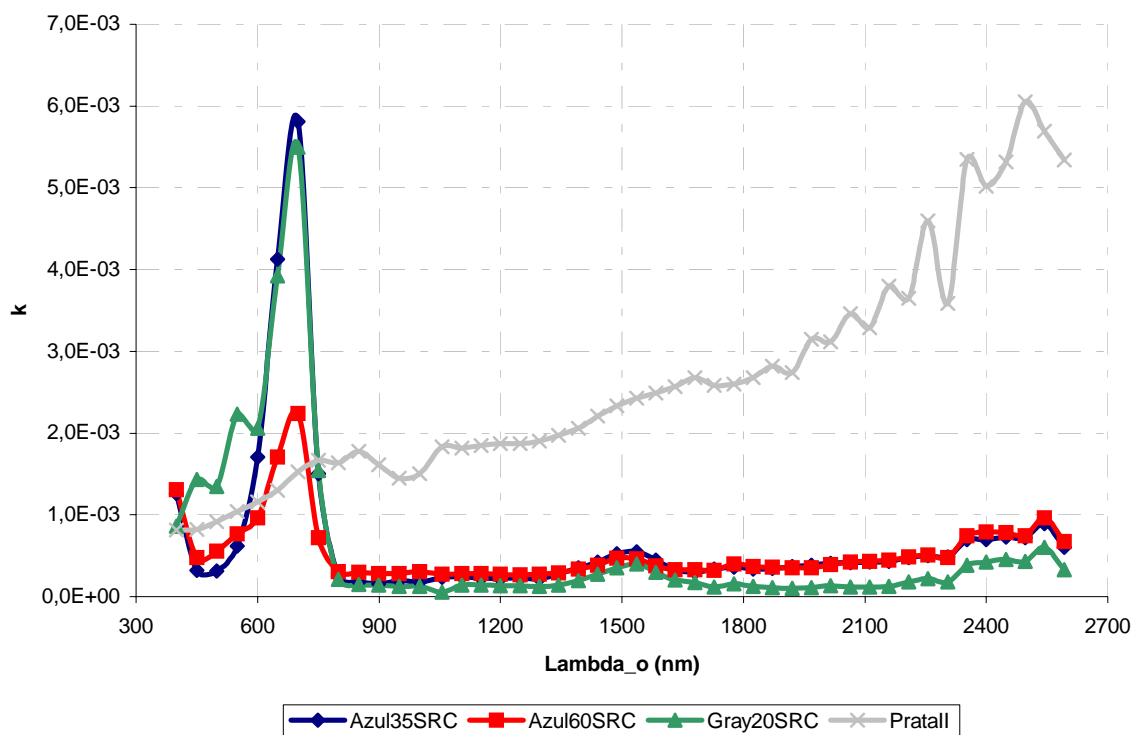


Figura 4.17 – Identificação dos índices de absorção das películas de controle solar.

Da Fig. 4.18 à Fig. 4.25, são comparados os valores encontrados dos índices de refração e de absorção das películas para as 3 situações mencionadas acima e, conforme constatado, nem sempre os referidos índices (n e k) convergem para um único valor.

Uma das prováveis causas destas divergências vem do fato de que se identificou os índices de refração e de absorção efetivos das películas. Os índices efetivos são equivalentes aos índices de uma dada camada com comportamento óptico semelhante àquele da película (conjunto de filmes) numa dada situação. As divergências indicam que nem sempre os índices de refração e de absorção efetivos podem ser generalizados para qualquer situação.

Verifica-se que a discordância é maior para os valores dos índices de refração e principalmente para os índices de refração da película refletiva PrataII (Fig. 4.21). As curvas dos índices de refração para os 2 sentidos de incidência do arranjo vidro+película são as que divergem menos, exceção para o caso da película PrataII. Observa-se que, para as referidas curvas das películas não-refletivas, a divergência maior ocorre na faixa visível, na qual estas películas bloqueiam a transmissão de radiação.

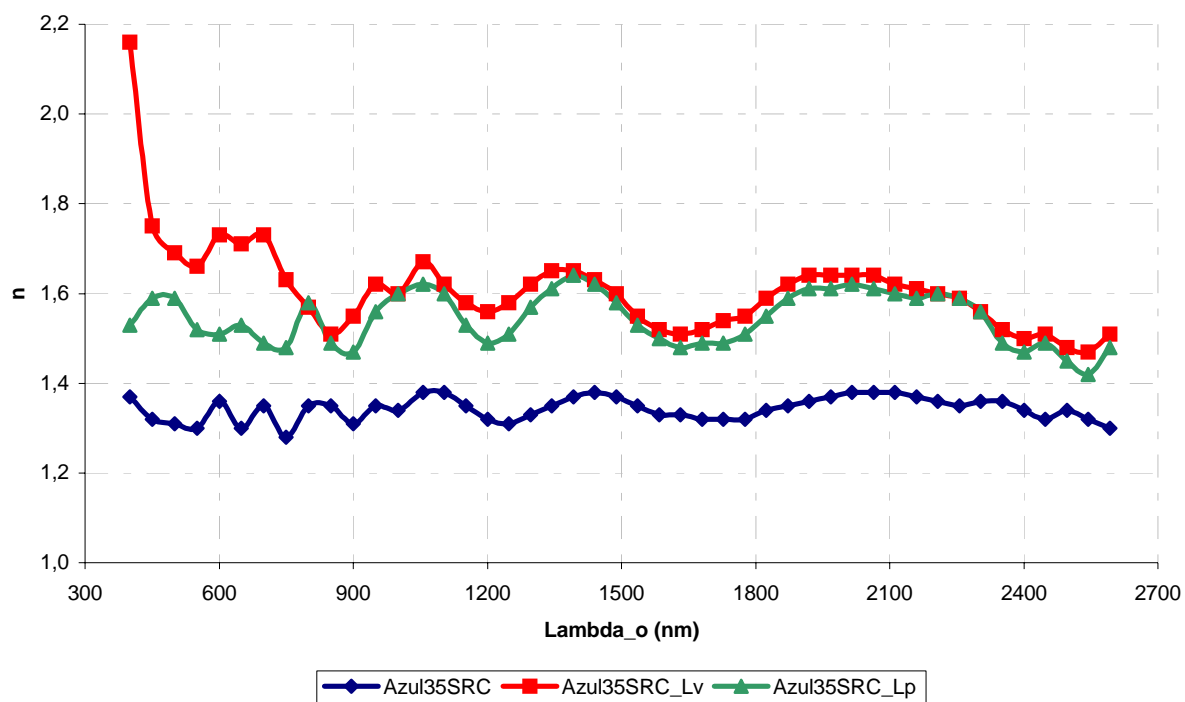


Figura 4.18 – Valores obtidos para os índices de refração da película Azul35SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

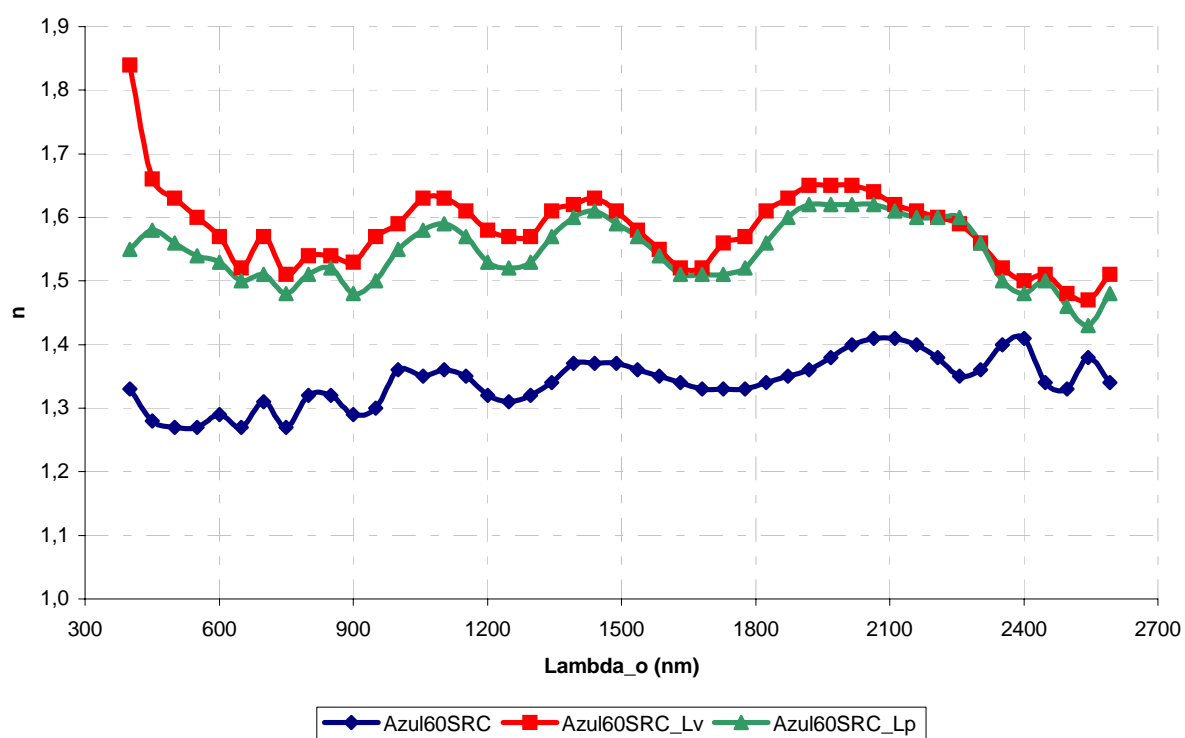


Figura 4.19 – Valores obtidos para os índices de refração da película Azul60SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

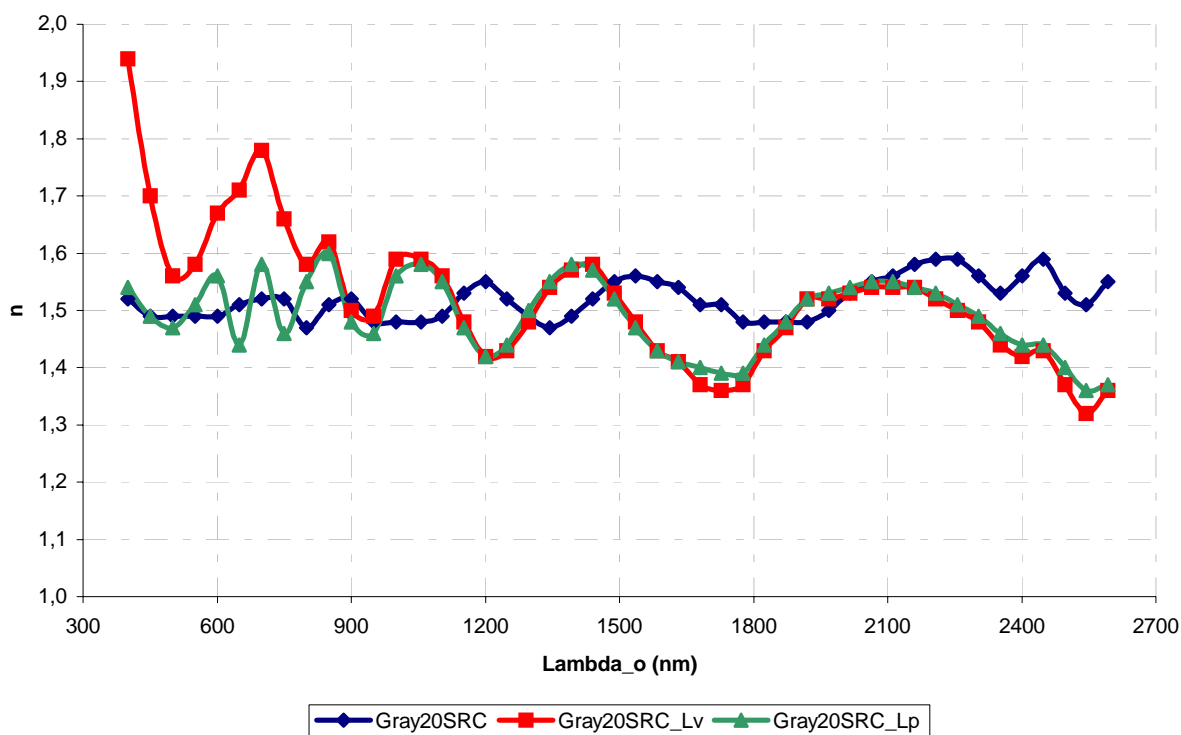


Figura 4.20 – Valores obtidos para os índices de refração da película Gray20SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

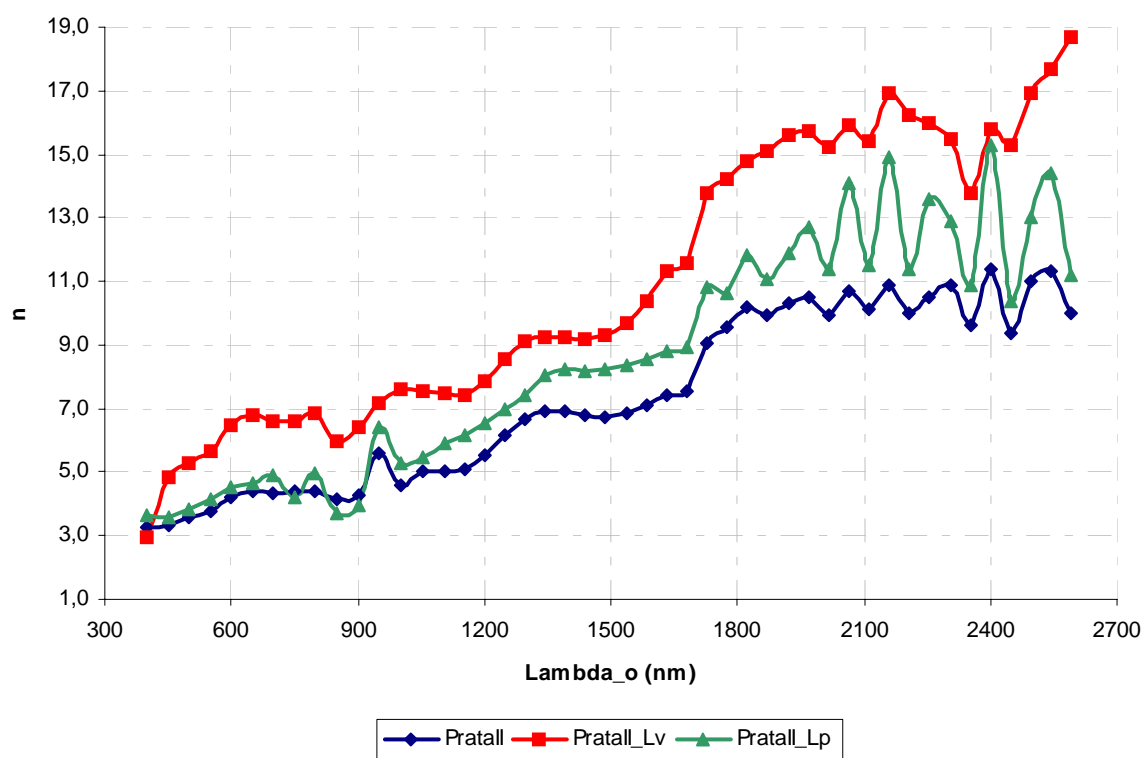


Figura 4.21 – Valores obtidos para os índices de refração da película PrataII para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

Quanto aos índices de absorção, há uma boa concordância entre as 3 curvas para as películas: Azul35SRC (Fig. 4.22) e Gray20_SRC (Fig. 4.24). Para a película Azul60SRC (Fig. 4.23), a divergência entre as curvas ocorre mais na região infravermelha. Para a película PrataII (Fig. 4.25) existe boa concordância entre as curvas referentes à incidência pelo lado da película e para película sem substrato. A terceira curva, com valores de k menores, apresenta ainda a mesma tendência que as anteriores.

De fato, as regiões de convergência correspondem às regiões espectrais nas quais os efeitos das múltiplas reflexões internas (minimizados ao considerar a película com apenas duas interfaces) não é relevante e/ou nas quais a película é bastante absorvedora.

A boa convergência nos valores de k das películas não refletivas pode ser explicada pelo comportamento pouco absorvedor do vidro (Fig. 4.1), combinado à característica não refletiva do vidro e das películas não-refletivas (Fig. 4.2). Assim, as três situações consideradas, principalmente as do arranjo vidro+película incidências L_p e L_v , são semelhantes quanto à absorção, resultando em concordância nos respectivos valores de k .

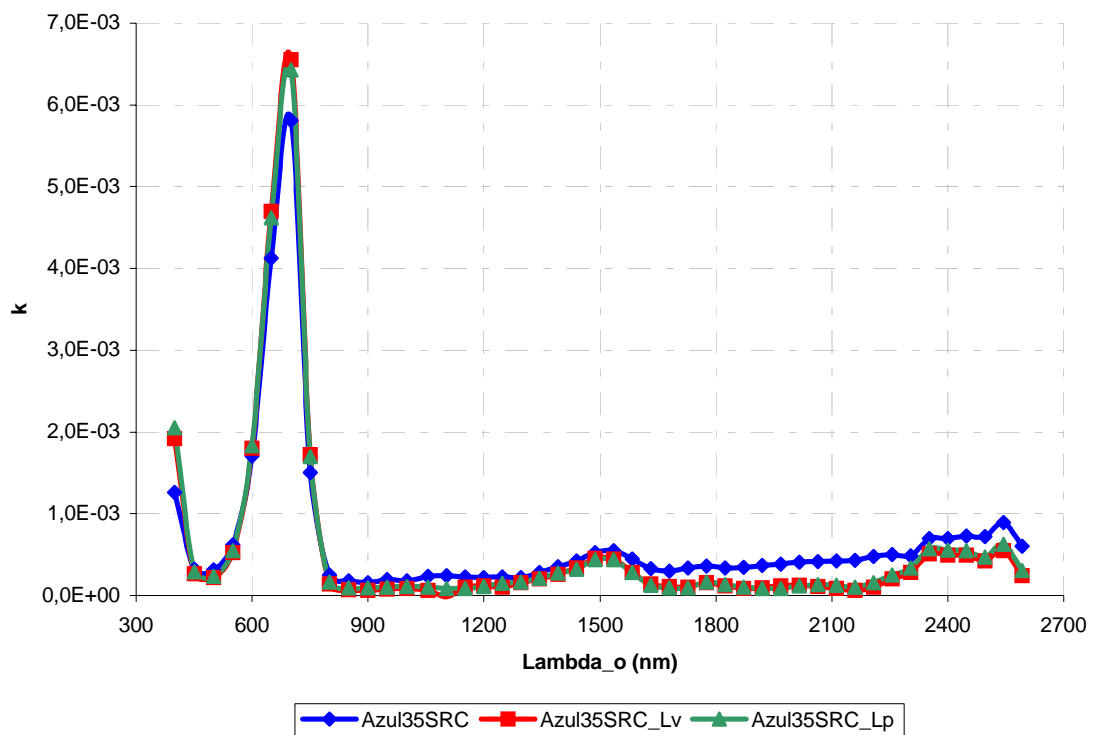


Figura 4.22 – Valores obtidos para os índices de absorção da película Azul35SRC para as situações: película única, vidro+película incidência L_v e vidro+película incidência L_p .

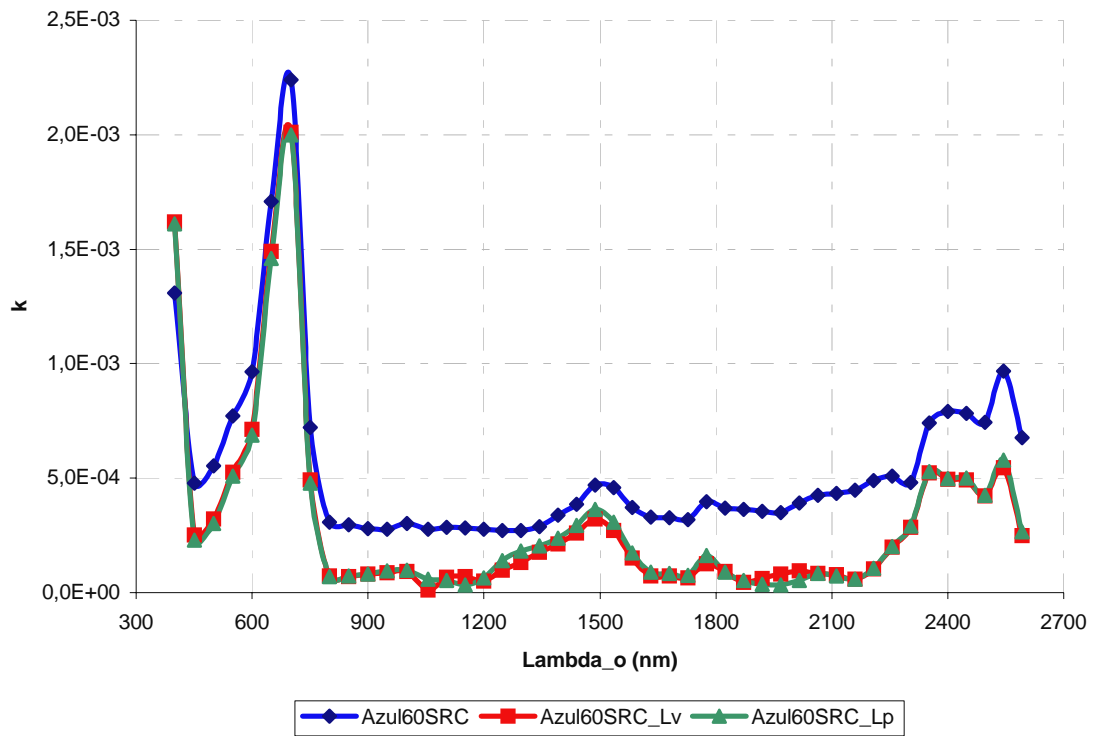


Figura 4.23 – Valores obtidos para os índices de absorção da película Azul60SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

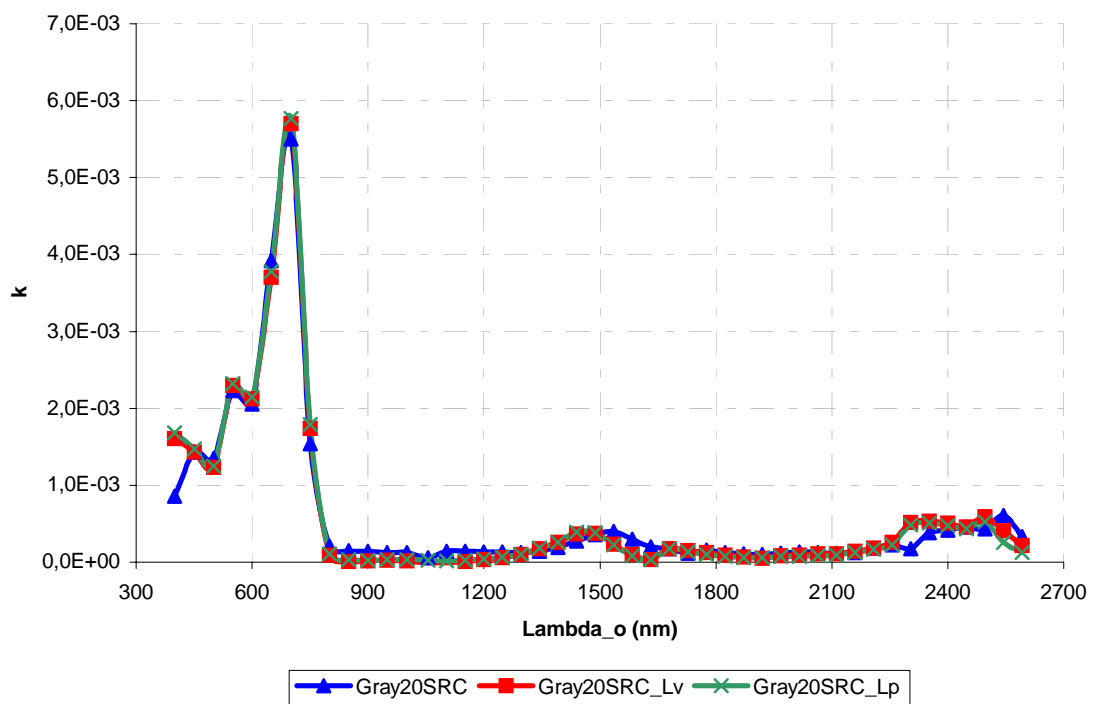


Figura 4.24 – Valores obtidos para os índices de absorção da película Gray20SRC para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

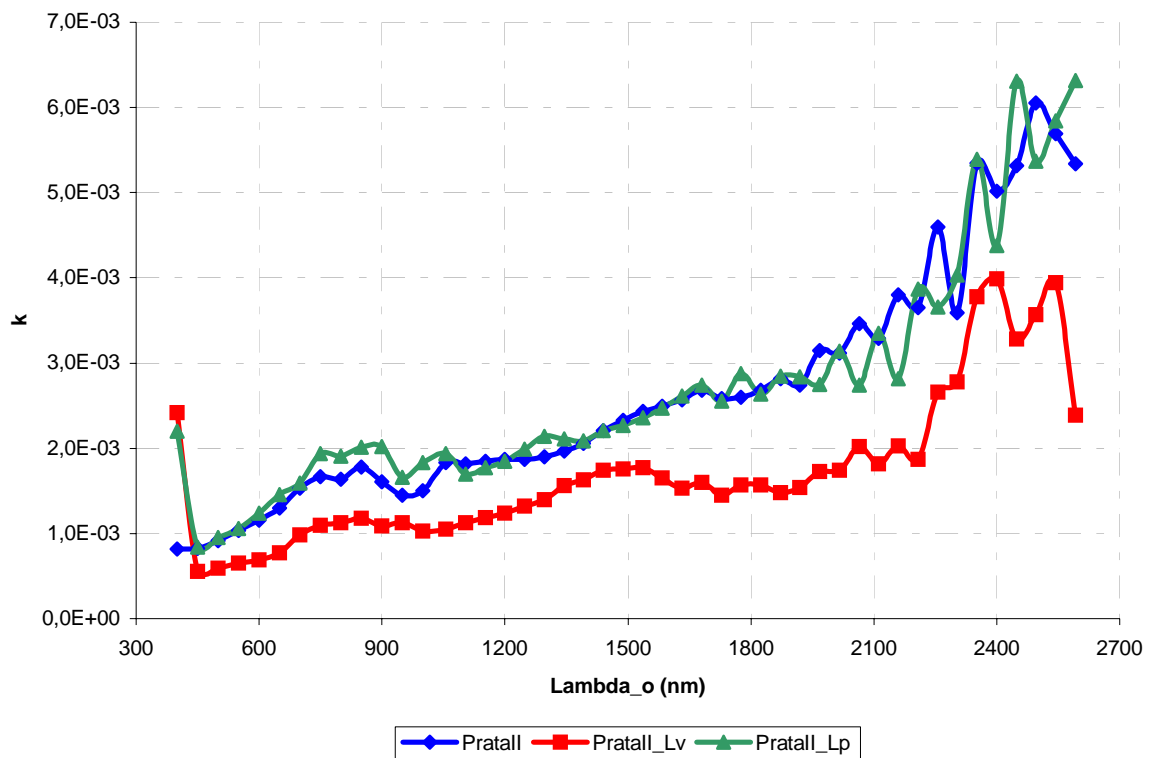


Figura 4.25 – Valores obtidos para os índices de absorção da película PrataII para as situações: película única, vidro+película incidência Lv e vidro+película incidência Lp.

Para os valores de n das películas em questão, a divergência da curva para película sem substrato das demais, é explicada por serem de fato situações diferentes quanto à reflexão. O arranjo vidro+película tem uma interface a mais que contribui para que os valores de R sejam diferentes daqueles para a película sem substrato (Figs. 4.7; 4.8 e 4.9).

Para a película PrataII, a melhor convergência dos valores de k é para as situações de película sem substrato e do arranjo película+vidro, incidência Lp. Já que a película é bastante refletiva (n elevado) e também absorvedora ($k \gg k_v$) (Fig. 4.10), as duas situações são semelhantes quanto à reflexão e à absorção. A regular convergência das referidas curvas para os valores de n também podem ser explicadas pelas características da película PrataII mencionada acima.

Contudo, pode-se verificar alguns desvios de tendências nas curvas. Por exemplo, nas Figs. 4.18, 4.19 e 4.20 (Azul35SRC, Azul60SRC e Gray20SRC respectivamente), ocorre desvio na tendência da curva referente ao arranjo película+vidro incidência Lv em relação às outras curvas, na região espectral visível. Ainda para a película Gray20SRC, a tendência da curva referente à película sem substrato diverge em toda a região espectral estudada. Para a

película PrataII (Figs. 4.21 e 4.25), na identificação de ambas os índices, a curva com maior desvio de tendência é aquela referente ao arranjo película+vidro incidência L_v .

Já que, como mencionado anteriormente, a convergência correta é garantida quando os dados de entrada são precisos (isto é válido para as 3 situações), a razão mais provável de tais desvios de tendência nas curvas é a existência de imprecisões nos dados de entrada do método de identificação, dentre os quais, os mais relevantes são os valores experimentais de reflectância e de transmitância, seguidos da espessura da película (também medida). Visto que os resultados da análise de sensibilidade do modelo matricial aplicado ao método $R \times T$ mostraram a maior influência das imprecisões em R sobre os desvios de n e das imprecisões de T sobre os desvios de k e que os gráficos resultantes do processo de identificação apresentam maior divergência nos valores de n e boa concordância nos valores de k , pode-se suspeitar que as maiores imprecisões experimentais devam estar nas medições de reflectância.

Uma das causas prováveis das imprecisões nas medições de R é o baixo nível de intensidade dos sinais de reflectância. Imprecisões no alinhamento da bancada experimental (principalmente no alinhamento dos espelhos e do detector) e folgas ainda presentes na estrutura da bancada (principalmente nos suportes da amostra e do braço do goniômetro) associadas ao próprio processo de medição (no qual ocorre, várias vezes, mudança na posição do receptor e da amostra, e troca das redes de difração), são também prováveis causas dos erros nas medições das propriedades radiativas, sobretudo da reflectância. Estes fatores prejudicam a obtenção sistemática da correta direção de medição.

Além do acima exposto, apesar da incidência da radiação considerada ser quase normal, a medição da radiação refletida não-polarizada pode ser também fonte (pequena) de erros nos valores medidos de R . Sabe-se que, à incidência diferente da normal, a radiação refletida polariza-se na direção perpendicular ao plano de incidência. Para aumentar a precisão das medições, deve-se medir R e T polarizadas nas direções: perpendicular e paralela ao plano de incidência. A descrição do método matricial de transferência radiativa apresentada no subitem 2.2.3 considera esta situação ideal. Como a bancada experimental não é equipada com polarizador, mediu-se R e T não-polarizadas.

CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Fez-se um estudo dos modelos de transferência radiativa e investigou-se dois processos de identificação $R \times T$ e $T \times T$. Medições espectrofotométricas de vidros refletivos e de películas de controle solar num substrato de vidro comum foram realizadas. A partir destas medições e da aplicação do método $R \times T$, utilizando o modelo matricial de transferência, os respectivos índices de refração e de absorção efetivos foram identificados. As seguintes conclusões foram obtidas:

1 – As películas não-refletivas não bloqueiam o ganho de calor e são adequadas ao controle da passagem de luz visível, pois absorvem radiação nesta faixa espectral. A película refletiva estudada, comparada com as não-refletivas, é mais efetiva na redução da energia solar pois diminui a transmissão radiativa na região espectral visível e infravermelho próximo e médio. Contudo, por ser também absorvedora, a película refletiva contribui para um ganho de calor indireto. O vidro refletivo Antélio reduz moderadamente a passagem da luz visível.

2 – Alguma divergência entre as propriedades radiativas fornecidas pelo fabricante das películas para determinadas faixas espectrais e as propriedades integradas a partir das medições foi observada. Para um entendimento mais claro do comportamento óptico das películas, é mais vantajoso apresentar a distribuição espectral das propriedades na faixa de interesse.

3 – O método de identificação $T \times T$ mostrou-se inadequado à obtenção dos índices de refração e de absorção porque as transmitâncias não são sensíveis ao índice de refração e também são pouco sensíveis a valores baixos da espessura óptica.

4 – O método de identificação $R \times T$ associado ao modelo matricial de transferência tem algum potencial para a identificação dos índices de refração e de absorção de camadas incoerentes.

5 – O método de identificação $R \times T$ aplicado a uma única direção de incidência poderá não identificar corretamente os índices de refração e de absorção das camadas coerentes, dada a condição de não unicidade entre os pares de valores de R e T e os de n e k .

6 – Os índices de refração e de absorção efetivos espectrais do vidro refletivo Antélio e das películas foram identificados para três situações distintas e estão de acordo com as respectivas propriedades radiativas espectrais medidas (reflectâncias e transmitâncias) para cada situação.

7 – Os índices de refração e de absorção efetivos das películas e dos vidros refletivos, em geral, são válidos somente para uma dada situação (arranjo) específica.

8 – As imprecisões nas medições, principalmente nas medições da reflectância, comprometeram de certo modo a confiabilidade da identificação dos índices de refração e de absorção efetivos das películas.

A partir das conclusões do presente trabalho, algumas sugestões para trabalhos futuros são listadas a seguir.

1 – Aperfeiçoamento do protocolo de alinhamento e da própria bancada (aquisição de polarizador e de detectores mais sensíveis). Estudo de incertezas.

2 – Investigação de novos métodos de identificação espectrofotométricos que utilizem diferentes ângulos de incidência.

3 – Determinação experimental do comportamento direcional das propriedades radiativas e dos índices de refração e de absorção dos materiais e arranjos estudados.

4 – Investigação das propriedades radiativas espectrais de outros materiais transparentes aplicados a sistemas multicamadas.

5 – Estudo de métodos de identificação dos índices de refração e de absorção e da espessura das camadas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BECK, A.; KÖRNER, W.; GROSS, O.; FRICKE J. Making better use of natural light with a light-directing double-glazing system. *Solar Energy*, v. 66, pp. 215-221, 1999.
- BENEKING, C.; RECH B.; WIEDER, S.; KLUTH, O.; WAGNER, H. Recent developments of silicon thin film solar cells on glass substrates. *Thin Solid Films*, v. 351, pp. 241-246, 1999.
- BREWSTER, M. Q. *Thermal Radiative Heat Transfer and Properties*. John Willey, 1992.
- CARAM, R. M. Caracterização ótica de materiais transparentes e sua relação com o conforto ambiental em edificações. Tese de doutorado. Unicamp, SP, Brasil, 1998.
- DENGLER, J. J. e WITTWER V. Glazings with granular aerogel. *SPIE*, v. 2255, 718-727, 1994.
- DOEBELIN, E. O. *Measurement Systems. Application and Design*. New York: McGraw-Hill, 1990. 638 p.
- FRAIDENRAICH, N. e VILELA, O. C. Exact solutions for multilayer optical structures. Application to PV modules. *Solar Energy*, v. 69, pp. 357-362, 2000.
- FURBO, S. e JIVAN SHAH L. Thermal advantages for solar heating systems with a glass cover with antireflection surfaces. *Solar Energy*, v. 74, pp. 513-523, 2003.
- HECHT, E. *Optics*. New York: Addison-Wesley, 2a. Ed. 1987. 676 p.
- HUGO, G. Effects of low emissive wall coatings on thermal confort and energy consumption. *High Temperatures - High Pressures*, v. 33, pp. 673-680, 2000.
- HUNTER, W. R. in *Handbook of Optical Constants of Solids*. New York: Academic Press, 1985.
- INCROPERA, F. P. e De WITT, D. P. *Fundamentals of heat and mass transfer*. New York: John Wiley, 1996. 455 p.
- ISMAIL, K. A. R. e HENRÍQUEZ, J. R. U-values, optical and thermal coefficients of composite glass systems. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, v. 52, pp. 155-182, 1998.
- KARLSSON, J.; RUBIN, M.; ROOS, A. Evaluation of predictive models for the angle-dependent total solar energy transmittance of glazing materials. *Solar Energy*, v. 71, pp. 23-31, 2001.
- KARLSSON, J. e ROOS, A. Modelling the angular behaviour of the total solar energy transmittance of windows. *Solar Energy*, v. 69, pp. 321-329, 2000.
- KREYSZIG, E. *Advanced Engineering Mathematics*. New York: John Wiley&Sons, 8a. Ed. 1999. 1155 p.

- MEHLING, H.; KUHN, J.; MANARA, J., BRANDT, R., FRICKE, J. Different methods for determining the refractive index of SiO₂ in the range 1.4-50 μm. *High Temperatures – High Pressures*, v.33, pp.707-714, 2001.
- NICOLAU, V. P. e BALEN, F. J. Spectral radiative properties of glass samples. *High Temperatures – High Pressures*, v. 33, pp. 1069-1077, 2001.
- NICOLAU, V. P. Identification des propriétés radiatives des matériaux semi-transparents diffusants. Tese de doutorado. INSA de Lyon, França, 1994.
- PFROMMER, P.; LOMAS K. J.; SEALE C.; KUPKE CHR. The radiation transfer through coated and tinted glazing. *Solar Energy*, v. 54, No. 5, pp. 287-299, 1995.
- ROUARD, P. e BOUSQUET, P. Optical constants of thin films. *Progress in Optics*, 1965.
- RUBIN, M. Optical properties of soda lime silica glasses. *Solar Energy Materials*, v. 12, pp. 275-288, 1985.
- SIEGEL, R. e HOWELL, J. R. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Washington: Hemisphere, 3a. Ed. 1992. 1072 p.
- SURDOTOVICH, G. I.; VITLINA, R. Z.; BARANAUSKAS, V. Simple reflectometric method for measurement of weakly absorbing films. *Thin Solid Films*, v. 355-356, pp. 446-450, 1999.
- VAN NIJNATTEN, P. A. A spectrophotometer accessory for directional reflectance and transmittance of coated glazing. *Solar Energy*, v. 73, pp. 137-149, 2002.
- VAN NIJNATTEN, P. A. Predictive algorithms for directional optical properties of coated glazing for building and automotive applications. *Thin Solid Films*, v. 351, pp. 295-300, 1999.
- WEBER, M. F.; STOVER, C. A.; GILBERT, L. R.; NEVITT, T. J.; OUDERKIRK, A. J. Giant birefringent optics in multiplayer polymer mirrors. *Science*, v. 287, pp. 2451-2456, 2000.
- CIA. VIDREIRA SANTA MARINA. *O Vidro na Arquitetura*. Publicação técnica, S. Paulo, 1993.
- INSULFIM. *Catálogo de Películas*. s/d (não paginado).
- ORIEL INSTRUMENTS. *The Book of Photons Tools*. Catálogo técnico. s/d. 634 p.

ANEXO 1 – PROTOCOLO DE ALINHAMENTO DA BANCADA EXPERIMENTAL

Alinhamento do eixo do goniômetro com o eixo de rotação da amostra

- 1 – Colocar a caneta laser na saída da fonte de radiação e usar o raio laser coincidente com o eixo do feixe de radiação. Assim, o laser deve atingir o espelho esférico EE1 no centro e com a respectiva reflexão atingir a fenda de entrada do monocromador.
- 2 – Ajustar o comprimento de onda do monocromador de acordo com o comprimento de onda do laser. Saindo do monocromador, o laser deve agora atingir o centro do espelho esférico EE2.
- 3 – Posicionar a amostra de forma que a sua face frontal esteja paralela ao raio laser. Como os eixos de giro da amostra e o eixo de giro do braço com o detector devem estar alinhados, o raio laser deverá tangenciar a amostra. Caso contrário será necessário ajustar a posição do suporte da amostra, através da mesa de deslocamento horizontal acoplada à base do mesmo.

Alinhamento dos espelhos com laser (AL):

- 1 – Verificar se os componentes da bancada estão dispostos guardando as seguintes distâncias:
 - 50 cm entre a fonte de radiação (bulbo da lâmpada) e o espelho esférico EE1, que é o próprio raio de curvatura de EE1.
 - 50 cm entre EE1 e a fenda de entrada do monocromador, formando a imagem da fonte (filamento da lâmpada), sobre a fenda.
 - 25 cm entre a fenda de saída do monocromador e o espelho esférico EE2. Sendo esta a distância focal de EE2, o feixe estará colimado após a reflexão pelo espelho e desta forma incidirá sobre a amostra.
- 2 – Colocar a caneta laser na saída da fonte de radiação. O ponto de luz da caneta deve atingir EE1 no centro e formar uma imagem sobre a fenda de entrada do monocromador.
- 3 – Ajustar o comprimento de onda do monocromador de acordo com o comprimento de onda do laser. Verificar se o ponto de luz da caneta atinge o centro de EE2.
- 4 – Colocar um anteparo branco opaco com uma marcação do centro e verificar se o ponto de luz do laser atinge o centro da amostra na marcação feita.

- 5 – Retirar o anteparo e verificar se o feixe atinge o centro do espelho EE3, instalado sobre o braço do goniômetro, estando o referido braço na posição de transmitância normal.

Obs: Os procedimentos de alinhamento acima só se fazem necessários no caso de dúvida sobre o posicionamento dos espelhos e dos elementos da bancada.

Alinhamento dos espelhos baseado na intensidade do sinal (AMS):

- 1 – Com o monocromador na faixa do visível, ajustar primeiro o espelho esférico EE1, buscando o maior sinal e direcionando o feixe de luz para o centro da fenda de entrada do monocromador.
- 2 – Verificar se a imagem na amostra e sobre o espelho esférico EE3 está bem centralizada. Caso seja necessário ajustar EE2, buscando sempre o melhor sinal no sistema de aquisição Merlin.
- 3 – Ajustar EE3 o qual está sobre o braço do goniômetro, de forma que o feixe atinja o detector.
- 4 – Com a amostra e o detector na posição de medição da reflectância, ajustar os pinos de fixação no suporte da amostra de forma, a dirigir o feixe refletido para o detector. Buscar o maior sinal possível.

Obs: O alinhamento dos itens 1, 2 e 3 deve ser executado sem amostra no suporte. Esta deve ser usada apenas no item 2 para verificar a centralização do feixe de luz sobre a mesma e no item 4 quando for realizado o alinhamento para a reflectância.

Alinhamento do ângulo de medição da reflectância (AAM):

O alinhamento do ângulo pode ser feito com o laser ou com a amostra após ter sido executado um dos procedimentos AL ou AMS até o item 3. Em ambos os casos, será necessário colocar uma amostra no suporte. Escolha uma amostra que tenha boa refletividade.

- 1 – Colocar o conjunto na posição de medição da transmitância e verificar o valor do ângulo marcado no goniômetro.

- 2 – Girar o goniômetro de um ângulo de $(180^\circ - 2\theta)$ e reposicionar a base magnética que fixa o fim de curso do goniômetro (θ é o valor do ângulo em que se deseja medir a reflectância).
- 3 – Ajustar o espelho de forma que o sinal refletido incida sobre o detector. Não alterar a regulagem de nenhum dos espelhos. O alinhamento dos mesmos já deve estar concluído. Garantida a reflexão sobre o detector, estará garantido o ângulo de reflexão desejado.

Procedimento de medição:

Verificar a alimentação de todos os componentes, que devem ser ligados à rede elétrica. Prestar atenção especial ao alojamento da fonte de radiação. O seu exaustor deve estar ligado, retirando o calor excessivo gerado, evitando-se o superaquecimento da mesma.

Ligar a fonte estabilizada no modo potência a 200W. Assim que a potência estiver estabilizada, iniciar o procedimento de alinhamento AMS. Caso o ângulo de alinhamento ainda não tenha sido ajustado, realizar o procedimento de alinhamento AAM.

Executar o programa de medição que controla a bancada a partir do PC, introduzindo todos os parâmetros necessários, segundo a faixa de comprimento de onda e o nome do arquivo *DAT que será gerado.